ORSAY

N° d'ordre : 2567

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Jacques MARTINO

MESURE DU TAUX DE CAPTURE μ DANS L'HYDROGENE LIQUIDE PAR LA METHODE DU TEMPS DE VIE

Soutenue le 26 avril 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	P.	LEHMANN	Président
	Ch.	TZARA	
	J.	DUCLOS	
	E.	ZAVATTINI	Examinateurs
	M.	GIFFON	
	V.	TELEGDI	

ORSAY

N° d'ordre : 2567

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Jacques MARTINO

MESURE DU TAUX DE CAPTURE μ DANS L'HYDROGENE LIQUIDE PAR LA METHODE DU TEMPS DE VIE

Soutenue le 26 avril 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	P.	LEHMANN	Président
	Ch.	TZARA	
	J.	DUCLOS	
	E.	ZAVATTINI	Examinateurs
	M.	GIFFON	
	V.	TELEGDI	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

imagine there's no heaven
it's easy if you try
no hell below us
above us only sky
imagine all the people
living for today ...

imagine there's no countries
it isn't hard to do
nothing to kill or die for
and no religion too
imagine all the people
living life in peace ...

imagine no possessions
i wonder if you can
no need for greed or hunger a brotherhood of man
imagine all the people
sharing all the world ...

you may say i'm a dreamer
but i'm not the only one
i hope someday you'll join us
and the world will be as one

Imagine - John Lennon

Remerciements

Monsieur P. Lehmann a accepté de présider le jury de cette thèse. Qu'il reçoive ici mes plus vifs remerciements.

Monsieur C. Tzara a pris la responsabilité d'être mon Directeur de recherche et a toujours manifesté un grand intérêt pour cette expérience. Je lui en suis très reconnaissant.

Monsieur J. Duclos a été l'initiateur de ce programme expérimental. Sa participation a été primordiale à toutes les étapes du travail. La formation que j'ai acquise à son contact constitue pour moi un apport inestimable. Sa gentillesse et sa compétence sont des qualités que j'ai pu apprécier, et avoir travaillé avec lui a été un plaisir. Je le remercie finalement aussi pour sa relecture attentive de mon manuscript et pour ses nombreux conseils.

Monsieur E. Zavattini, que j'ai eu la rare chance de connaître à l'occasion de cette mesure, m'a beaucoup aidé dans la compréhension et la réalisation de ce travail par ses remarques toujours pertinentes. Je lui suis reconnaissant de me faire l'amitié de participer à ce jury.

Monsieur V. Telegdi s'est intéressé à notre expérience. Sa grande connaissance d'un sujet auquel il a contribué avec autorité m'a été précieuse. Qu'il reçoive mes remerciements pour avoir bien voulu être membre du jury.

Monsieur M. Giffon a accepté la tâche de Rapporteur et je l'en remercie. Sa méticuleuse relecture du travail a été très utile pour la clarification de l'exposé. Je lui sais particulièrement gré pour l'aide qu'il m'a apportée concernant la partie théorique. Je tiens à lui associer pour ce point Messieurs C. Samour et J. Delorme auprès desquels j'ai toujours trouvé les patientes explications dont j'avais besoin.

Le travail présenté dans cette thèse est d'abord celui de toute une équipe. Sans Messieurs A. Magnon et G. Bardin, dont la grande compétence et la remarquable disponibilité doivent être soulignées, l'expérience n'aurait tout

simplement pas été réalisée. Qu'ils sachent que je suis fier d'avoir travaillé avec eux et que je les en remercie - d'autant plus que mon fichu caractère n'est pas toujours facile à supporter...

C'est un plaisir pour moi de remercier nos amis italiens Messieurs A. Bertin, A. Vitale, M. Piccinini et M. Caponi qui ont collaboré à cette expérience. Leur dynamisme a permis en particulier de nouer de très utiles contacts internationaux.

Je tiens également à saluer Messieurs D. Measday et A. Richter qui, au cours de leur année sabbatique à Saclay, ont participé activement à la prise des données. Je les en remercie ici.

Cette expérience a été réalisée au DPh-N/HE de Saclay. Que Madame H. Faraggi et Messieurs A. Messiah, V. Gillet, P. Catillon et C. Schuhl reçoivent mes remerciements pour m'y avoir accueilli et pour avoir permis à ce travail de voir le jour.

Les multiples détails techniques posés par l'expérience ont toujours été résolus avec brio par Monsieur A. Mougeot. L'utilisation des calculateurs a été rendue très facile grâce aux patientes explications de Messieurs J.P. Genin et A. Goinguenet. La réalisation de la cible d'hydrogène liquide est notamment due aux études très précises de Monsieur M. Maurier. Son utilisation n'a été possible que grâce au talent du groupe de cryogènie, et plus particulièrement de Messieurs A. Godin, M. Adam, B. Coadou et D. Roux. Monsieur B. Mahut a toujours fait preuve de compétence et de diligence dans la fabrication des cibles de soufre. La grande disponibilité de Monsieur L. Cambournac pour les problèmes d'électrotechnique doit être soulignée. Que tous trouvent ici l'expression de ma gratitude.

L'expérience décrite dans cette thèse n'aurait pu être réalisée sans la compétence des ingénieurs et techniciens du Service de l'Accélérateur Linéaire. Qu'ils en soient tous remerciés.

Que Messieurs F. Netter et A. Bussière de Nercy sachent que le leur suis reconnaissant de l'intérêt qu'ils ont porté à cette mesure en faisant plus que la défendre devant le Comité des Expériences.

Enfin j'ai grand plaisir à souligner la grande qualité de la présentation de cet ouvrage. Elle est due au soin de Madame P. Gugenberger et de sa collaboratrice Madame E. Thureau dont la patience est à toute épreuve. Les figures ont été impeccablement réalisées par Monsieur D. Bouziat. Les exemplaires ont été tirés avec soin et gentillesse par Madame R. Chevaux. Je tiens à leur témoigner ma reconnaissance.

Je termine en remerciant Sylvie d'avoir supporté la rédaction de ce travail - quelle vie de famille! - sans jamais m'avoir fait la moindre remarque.

Merci à tous !

TABLE DES MATIERES

Introduction 1

Partie 1 : METHODE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DES TEMPS DE VIE 9

Chapitre 1 : La mesure du taux de capture par la méthode du temps de vie 11

Chapitre 2 : Description de la cible et des détecteurs 17

Chapitre 3 : Circuits électroniques d'acquisition 25

Partie 2 : LES DIFFERENTES SOURCES D'ERREURS SYSTEMATIQUES 31

Chapitre 4 : Les effets de taux d'acquisition 33

Chapitre 5 : Le bruit de fond 41

Chapitre 6 : Le muon négatif dans l'hydrogène liquide et ses interactions avec les impuretés 47

Chapitre 7 : Les effets de polarisation 57

Partie 3 : LES RESULTATS 63

Chapitre 8 : Pureté de la cible de protium 65

Chapitre 9 : Procédure d'acquisition des données et méthode de calcul des temps de vie 73

Chapitre 10: Résultats des mesures de τ_{μ^+} et τ_{μ^-} 81

Partie 4 : INTERPRETATION DES RESULTATS 91

Chapitre 11: Valeur expérimentale du taux de capture 93

Chapitre 12: Calcul du taux de capture par le proton 99

Chapitre 13: La constante de couplage pseudo-scalaire 109

Chapitre 14: Constante fondamentale des interactions faibles et test de CPT 115

Conclusion 121

Annexes 123

Références 183

Introduction

I. L'INTERACTION FAIBLE

La compréhension de l'interaction faible - une des quatre interactions fondamentales - a débuté par l'étude des désintégrations β nucléaires, dont l'archétype est celle du neutron :

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e . \qquad (1)$$

La première étape a été le postulat de l'existence du neutrino, en 1931 par Pauli [1], et la description de l'interaction par Fermi en 1932 [2] à l'aide d'un hamiltonien analogue à celui de l'interaction électromagnétique : courant des nucléons interagissant avec le champ leptonique. Cette forme a été précisée à la suite de toute une série de mesures pour donner finalement un hamiltonien du type courant-courant :

$$H_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(c^\alpha . c_\alpha + \text{h.c.} \right) \qquad (2)$$

où le courant c_α est la somme de termes hadroniques tels que h_α responsable du changement $n \to p$, et de termes leptoniques tels que ℓ_α gouvernant $e^- \to \nu_e$. Chacun de ces courants est "chargé" : il change d'une unité la charge électrique (contrairement au courant électromagnétique "neutre"). Enfin en 1958, la non-conservation de la parité, maximale, suggérée par Lee et Yang et démontrée par l'équipe de Madame Wu [3], est expliquée par Feynman et Gell-Mann [4] en supposant que seules les particules "gauches" participent à l'interaction faible, c'est-à-dire que chaque courant s'écrit, en l'absence de renormalisation due aux interactions fortes :

$$\ell_\alpha = h_\alpha = \bar{\psi} \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi . \qquad (3)$$

Cette hypothèse V-A est celle qui permet le mieux d'expliquer les résultats expérimentaux. La présence des interactions fortes oblige à paramétriser le

courant hadronique selon :

$$
\begin{aligned}
h_\alpha &= \bar{\psi}(V_\alpha + A_\alpha)\ \psi \\
V_\alpha &= \gamma_\alpha F_V + \sigma_{\alpha\beta}\, q_\beta F_M - i\, q_\alpha F_S \\
A_\alpha &= \gamma_5 \gamma_\alpha F_A + \gamma_5 \sigma_{\alpha\beta}\, q_\beta F_T - i\, \gamma_5\, q_\alpha F_P
\end{aligned}
\qquad (4)
$$

(ces notations seront précisées au chapitre 12). La non-renormalisation de F_V (F_V=1) conduit à l'hypothèse CVC (Conserved Vector Current) [4] qui associe le courant électromagnétique et V_α dans un même triplet d'isospin : F_V et F_M sont alors définis à partir des propriétés électromagnétiques des hadrons et la conservation du courant implique F_S=0. L'échelle du courant axial est donnée en 1964 par l'algèbre des courants de Gell-Mann [5], qui permet à Adler [6] et Weisberger [7] de calculer F_A, en 1965, et de le comparer aux résultats des expériences de désintégration β. Enfin le classement par Weinberg [8] des courants hadroniques en première et seconde classe pose le problème de la présence ou non de courants de seconde classe. L'expérience montre [9] que leur contribution est compatible avec zéro, ce qui implique $F_T = F_S = 0$.

Les désintégrations β nucléaires n'ont pas été la seule source d'informations sur l'interaction faible. D'une part, la découverte du muon en 1936 [10] et son étude à partir de 1947 apportent d'importants éléments sur les courants leptoniques à basse énergie (voir paragraphe II). D'autre part, les désintégrations des particules étranges (Λ, Σ, Ξ, K,...) ont permis de mettre en évidence la partie du courant hadronique changeant l'étrangeté, dont la théorie a été précisée par Cabibbo [11] en 1963.

Le modèle V-A décrit de manière satisfaisante les expériences d'interactions faibles à basse énergie. Cependant il existe maintenant des théories plus générales qui permettent de traiter de façon cohérente les interactions faibles à plus haute énergie. Les théories de gauge du type Weinberg-Salam [12] unifient en outre les interactions faibles et électromagnétiques. Elles ont prévu l'existence des courants neutres, effectivement découverts en 1973 [13], et seront définitivement confirmées par l'observation des bosons intermédiaires ($W^\pm$,Z^0).

II. LE MUON ET L'INTERACTION FAIBLE

Les leptons sont des outils privilégiés de l'étude de l'interaction faible. En particulier le muon a joué un rôle très important dans cette étude. Sa désintégration :

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$
$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \qquad (5)$$

est la seule réaction purement leptonique facilement observable. En vertu du théorème CPT les taux (λ_o) des désintégrations (5) du μ^+ et du μ^- sont égaux et conduisent à un même temps de vie τ_μ pour la particule *libre* : $\tau_\mu = 1/\lambda_o \simeq 2{,}2$ µs. La mesure des paramètres régissant cette désintégration est fondamentale : le temps de vie τ_μ détermine la valeur de la constante de couplage faible G_F (formule (2)), analogue de la constante α de l'interaction électromagnétique ; les mesures des paramètres de Michel [14] décrivant le spectre en énergie, la polarisation et l'asymétrie d'émission de l'électron de (5) sont des tests du modèle V-A.

Le muon présente une autre particularité qui permet d'étudier les courants hadroniques : il est capturé par les noyaux dans une réaction dont l'équivalent sur le proton est :

$$\mu^- + p \to n + \nu_\mu. \qquad (6)$$

La déscription théorique de la capture µ est identique à celle de la désintégration β, à la valeur du quadritransfert d'impulsion q près : en désintégration β, q est très faible (de l'ordre du MeV), alors qu'en capture µ, $q^2 = -0{,}88\ m_\mu^2$ (m_μ = masse du muon). Il en résulte que les facteurs de forme F_M et F_P (formule (4)) multipliés par q dans l'expression du courant hadronique ont une influence plus grande. Le courant vectoriel étant défini par l'hypothèse CVC et la valeur de F_A étant mesurée par la désintégration β du neutron libre (1), la capture µ accède directement au facteur de forme pseudo-scalaire F_P.

La mesure de F_P est un test très sensible de l'hypothèse PCAC [15] (voir chapitre 13) sur le courant axial, obtenue à partir de la symétrie chirale SU(2) × SU(2) des interactions fortes : à basse énergie, la variation de F_P avec q^2 est dominée par le pôle du pion, et s'écrit approximativement :

$$q.F_P(q^2) \propto \frac{q}{q^2 - m_\pi^2}. \qquad (7)$$

Ainsi, à la valeur du quadritransfert de la capture µ, l'effet de F_P est presque maximal. A plus haute énergie, l'hypothèse PCAC se ramène à la conservation du courant axial, si bien que l'on a alors :

$$F_P(q^2) \propto \frac{F_A(q^2)}{q^2}. \qquad (8)$$

L'effet de F_P n'est plus alors qu'une petite correction à celui de F_A et la diffusion de neutrinos n'y est pas sensible. Seule donc la capture μ est sensible à F_P, et constitue un test particulier de PCAC, pour des quadritransferts où le pôle du pion doit dominer.

III. LA MESURE DU TAUX DE CAPTURE μ

La réaction de capture μ (6) est une interaction faible. Son observation n'est possible *que* grâce à la formation d'atomes muoniques, pour lesquels, dans l'état 1s, le recouvrement des fonctions d'onde du muon et du noyau est maximal. Cette propriété est fondamentale dans la mesure où la portée de l'interaction faible est quasi-nulle. L'obtention d'un tel état *lié* (μp) conduit à un taux de capture en compétition relativement favorable avec le taux de désintégration, alors que la section efficace de capture en vol des μ^+ :

$$\mu^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_\mu \qquad (9)$$

est extrêmement faible et inobservable expérimentalement.

Sur les noyaux, le taux de capture λ_c est proportionnel à Z^4 [16], et sa mesure ne pose pas de grosses difficultés. Par contre son interprétation est rendue plus délicate par les problèmes de structure nucléaire. L'étude de la réaction (6) sur le proton est donc intéressante de ce point de vue, mais d'autres problèmes se posent. D'abord le taux de capture est petit : $\lambda_c \simeq \lambda_o/1\,000$, ce qui entraîne des difficultés pour la mesure expérimentale. D'autre part, le taux de capture dépend crucialement de l'état hyperfin triplet ou singlet de $(\mu p)_{1s}$ (dépendance liée à la structure V-A de l'hamiltonien) et la connaissance exacte de l'état initial au moment de la capture est nécessaire à toute interprétation. De même les valeurs très élevées des taux de transferts du muon à des impuretés (deutons ou noyaux plus lourds) (voir chapitre 6) :

$$\mu p + Z \rightarrow \mu Z + p \qquad (10)$$

nécessitent l'utilisation d'hydrogène ultra-pur, afin de sauvegarder les atomes μp.

Toutes les expériences précédentes dans l'hydrogène ont mesuré le taux de capture en comptant les neutrons dans l'état final (6). Cette mesure est difficile et comporte des erreurs systématiques liées à l'efficacité des détecteurs et au bruit de fond. Le tableau 1 récapitule les différents résultats obtenus et les conditions de leurs mesures. Il compare également les valeurs du paramètre $g_P = - m_\mu . F_P$ ($q^2 = - 0{,}88\ m_\mu^2$), obtenues dans les différents cas avec le calcul théorique. Les différentes conditions expérimentales - chambre à bulles, hydrogène liquide, hydrogène gazeux - sont séparées car elles correspondent à

des combinaisons différentes d'états triplet et singlet de $(\mu p)1s$, et donc à des taux de capture théoriques différents (voir chapitre 12).

L'analyse du tableau 1 permet de constater :

- le net désaccord des mesures en chambres à bulles avec les autres ;
- la tendance du g_p déduit de l'hydrogène liquide à être un peu élevé (bien que compatible avec la théorie).

Tableau 1

Taux de capture μ expérimentaux dans l'hydrogène, valeurs de g_p déduites, et prévision théoriques pour g_p

Conditions	Auteurs	λ_c(exp.)s^{-1}	g_p(exp.) (*)	g_p(théo.) (**)
Chambre à bulles	Chicago 62 [17]	428 ± 85	17.7 ± 4.2	8.1 ± 0.1
	CERN-Bologne 62 [18]	450 ± 50		
Hydrogène liquide	Columbia 62 [19]	515 ± 85	12.0 ± 3.7	
	Columbia 63 [20]	464 ± 42		
Hydrogène gazeux	CERN-Bologne 69 [21]	651 ± 57	9.3 ± 3.3	
	Dubna 73 [22]	686 ± 88		

(*) la déduction de g_p(exp.) à partir de λ_c(exp.) est présentée au chapitre 12.

(**) le calcul théorique de g_p(théo.) est présenté au chapitre 13.

Les expériences en chambre à bulles ne peuvent avoir une précision bien meilleure que 10 %, à la fois à cause de la difficulté d'identification des neutrons de capture à partir de protons de recul, et à cause de la présence d'impuretés dans la cible. Ces résultats ont été mentionnés dans des conférences internationales, mais n'ont pas été publiés. Les mesures notées hydrogène liquide ou gazeux sont basées sur la détection électronique (compteurs) des neutrons de capture. Elles supposent la connaissance de l'efficacité absolue des compteurs de neutrons qui, pour ces énergies, ne peut être beaucoup plus précise que 10 %. C'est pourquoi nous avons entrepris à Saclay une mesure du taux de capture par une nouvelle méthode réduisant ces incertitudes systématiques. Afin d'échapper aux limitations précédentes liées à des comptages absolus, nous avons utilisé dans l'hydrogène la technique couramment appliquée aux noyaux de Z élevé : la comparaison précise des temps de vie τ_{μ^+} et τ_{μ^-}, permettant d'atteindre une précision statistique de 4 % sur λ_c. Cette thèse décrit cet effort de mesure d'une différence de 1 ‰ entre les deux temps de vie.

IV. LA METHODE DU TEMPS DE VIE POUR L'ETUDE DE LA CAPTURE DANS L'HYDROGENE LIQUIDE

Le taux de disparition des μ^- stoppés dans l'hydrogène est la somme du taux de désintégration λ_o et du taux de capture λ_c, si bien que la durée de vie τ_{μ^-} est différente de τ_{μ^+} :

$$\tau_{\mu^+} = \frac{1}{\lambda_o} \qquad \tau_{\mu^-} = \frac{1}{\lambda_o+\lambda_c}. \tag{11}$$

Une mesure de λ_c à 4 % réclame une détermination de chaque τ_μ à mieux que 3×10^{-5}. Une telle précision suppose l'accumulation d'un grand nombre d'événements. Il faut donc stopper dans l'hydrogène le plus possible de muons. Etant donné la largeur ($\simeq$ 1 g d'hydrogène) des courbes de parcours des faisceaux de muons disponibles, seule une cible d'hydrogène liquide permet d'atteindre le résultat. L'hydrogène liquide pose le problème de l'interprétation du taux de capture, car le muon forme rapidement une molécule pμp plus complexe que l'atome μp. Cependant des calculs théoriques précis [23] permettent de connaître suffisamment bien maintenant la fonction d'onde du muon dans les deux états quantiques "ortho" et "para" de cette molécule, et d'autre part la proportion de ces deux états intervenant dans la capture a pu être déterminée expérimentalement [24,25].

La mesure précise des temps de vie peut être réalisée grâce à la structure pulsée du faisceau de muons de l'Accélérateur Linéaire de Saclay (ALS). Les impulsions de faisceau ont une durée de 3 μs, comparable à la durée de vie des muons. Les muons sont accumulés dans la cible d'hydrogène pendant la "bouffée" du faisceau. Les survivants après l'impulsion sont observés comme une source radioactive de muons dont on détecte les *électrons* de désintégrations. Ces conditions apportent deux avantages : le bruit de fond est très réduit par l'absence de faisceau au moment de la mesure, et d'autre part il n'y a aucun risque de renouvellement, en cours de mesure, du lot de muons observés. Par contre les muons du faisceau ne sont pas controlés individuellement comme dans une expérience sur faisceau continu. En particulier on ne peut pas vérifier qu'ils s'arrêtent dans l'hydrogène. C'est pourquoi on s'arrange pour que les seuls matériaux, outre l'hydrogène, où ils peuvent être stoppés soient "lourds", de façon à ce que la capture soit rapide et qu'ils aient presque tous disparu avant la mesure. Cependant cette technique suppose que 90 % au moins des muons soient arrêtés dans l'hydrogène, ce qui, encore une fois, impose l'hydrogène liquide.

Une telle mesure effectuée à Saclay entre 1975 et 1982 a comporté deux étapes :

- la mesure du taux de capture λ_c dans l'hydrogène *liquide* par la méthode du temps de vie ;
- la détermination de l'état initial du système muon-proton au moment de la capture dans l'hydrogène liquide.

Le travail présenté dans cette thèse décrit en détail les problèmes expérimentaux relatifs à la première étape, et analyse le taux de capture obtenu en terme de g_p, en prenant en compte les résultats de la seconde étape, qui fait l'objet de la thèse de G. Bardin [25]. Cette méthode de temps de vie comporte des avantages :

- la détection des électrons est *facile* : ce sont des particules chargées de plusieurs dizaines de MeV ;
- la mesure de leur distribution temporelle ne nécessite *aucune connaissance de l'efficacité* absolue de détection : seule la forme de la distribution est nécessaire pour la détermination du temps de vie.

La précision finale sur τ_μ obtenue vaut $N^{-1/2}$ pour N électrons détectés. Il faut donc en accumuler un peu plus de 10^9 par signe pour obtenir une incertitude inférieure à 3×10^{-5} sur τ_μ.

V. PLAN DE CETTE THESE

Cette thèse se compose de quatre parties qui décrivent respectivement :

1. La méthode et le dispositif expérimental de mesure des temps de vie.
2. Les différentes sources d'erreurs systématiques.
3. Les résultats obtenus.
4. L'interprétation de ces résultats : valeur de G_F pour τ_{μ^+} et de g_P pour la comparaison de τ_{μ^+} à τ_{μ^-}.

Les descriptions détaillées de certains points, susceptibles d'alourdir la présentation des résultats, sont renvoyées en annexes.

Partie 1

METHODE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DES TEMPS DE VIE

Chapitre 1

LA MESURE DU TAUX DE CAPTURE PAR LA METHODE DU TEMPS DE VIE

Ce chapitre décrit le principe de la mesure des temps de vie τ_{μ^+} et τ_{μ^-} à partir des distributions temporelles des électrons de désintégration, et son application à la détermination du taux de capture dans l'hydrogène liquide.

I. PRINCIPE DE LA MESURE DES TEMPS DE VIE

Si λ est le taux de disparition des muons ($\lambda=\lambda_o$ pour les μ^+, $\lambda=\lambda_o+\lambda_c$ pour les μ^-), la probabilité pour qu'un muon "vivant" au temps t=0 se désintègre au temps ultérieur t vaut :

$$dP(t) = \lambda\, e^{-\lambda t}\, dt. \qquad (12)$$

Ainsi une population N_μ de muons, non régénérée, évolue selon :

$$N_\mu(t) = N_\mu(0)\, e^{-\lambda t}. \qquad (13)$$

La mesure du temps de vie $\tau = \frac{1}{\lambda}$ est celle de la vitesse de disparition de la population N_μ, c'est-à-dire de la *forme* de $N_\mu(t)$ mais non de son amplitude.

La disparition d'un muon de la source se fait par désintégration ou capture, avec dans le premier cas émission d'un électron avec un taux λ_o. La distribution temporelle des électrons est alors :

$$dn_e(t) = \lambda_o\, N_\mu(t)\, dt = \lambda_o\, N_\mu(0)\, e^{-\lambda t}\, dt. \qquad (14)$$

La valeur λ est obtenue en mesurant le paramètre de l'exponentielle et non la valeur absolue du nombre d'électrons. Ceux-ci peuvent donc être détectés avec une efficacité quelconque, pourvu qu'elle soit constante.

II. INFLUENCE DE LA STRUCTURE TEMPORELLE DU FAISCEAU DE MUONS

1. Faisceau continu

Toutes les mesures précédentes de temps de vie du muon ont été effectuées avec des faisceaux continus. Au cours du temps les muons arrivent régulièrement et uniformément dans une cible. On observe la durée de vie de chaque muon avant l'arrivée du suivant. Un chronomètre est démarré au temps t=0 d'arrivée du muon et arrêté lors de la détection de l'électron de désintégration. Des circuits électroniques annulent la mesure lorsque plusieurs muons sont stoppées dans la cible au cours de la période d'observation. Mais ces circuits sont imparfaits : pour réduire les distorsions, l'intensité du faisceau doit être limitée et se pose alors le problème du temps d'accumulation des données. D'autre part, le bruit de fond provenant du faisceau est important et subit les mêmes fluctuations temporelles que celui-ci.

2. Faisceau pulsé (Figure 1)

Ces inconvénients n'existent pas dans la méthode du faisceau pulsé décrite dans l'introduction. L'accélérateur délivre des impulsions de 3 μs toutes les 330 μs. L'observation d'un lot de muons commence environ 1 μs après la fin du faisceau. A ce moment le niveau de l'onde hyperfréquence qui alimente la machine est tombé suffisamment bas pour qu'aucun pion, et par suite aucun muon ne puisse être créé. De même le bruit de fond se réduit pratiquement alors aux rayons cosmiques, et peut être mesuré avec précision après la désintégration des muons (≃ 30 μs) et avant l'arrivée de l'impulsion de faisceau suivante. Cependant la méthode suppose que *tous* les électrons traversant le détecteur soient pris en compte avec la même efficacité pendant toute la durée de la porte de mesure, et puissent arrêter un chronomètre déclenché au début de la porte. Mais pratiquement il est beaucoup plus simple de ne s'intéresser qu'au premier électron qui traverse le détecteur, car alors un seul chronomètre suffit, et les circuits électroniques sont simplifiés. La distribution temporelle mesurée n'est alors plus égale à (14), mais vaut :

$$dn_e(t) \propto e^{-n\lambda t}\, dt \qquad (15)$$

où n est le nombre d'électrons dans la porte de mesure. Aussi pour retrouver la distribution (14) il ne faut garder que les événements pour lesquels *un et un seul* électron a été observé dans le compteur pendant la porte, et *rejeter* tous les événements multiples. L'efficacité de réjection de ces "multiples" n'est pas parfaite (voir Figure 1). La correction correspondante est proportionnelle au taux d'acquisition dans le détecteur concerné (voir chapitre 4). Ce taux,

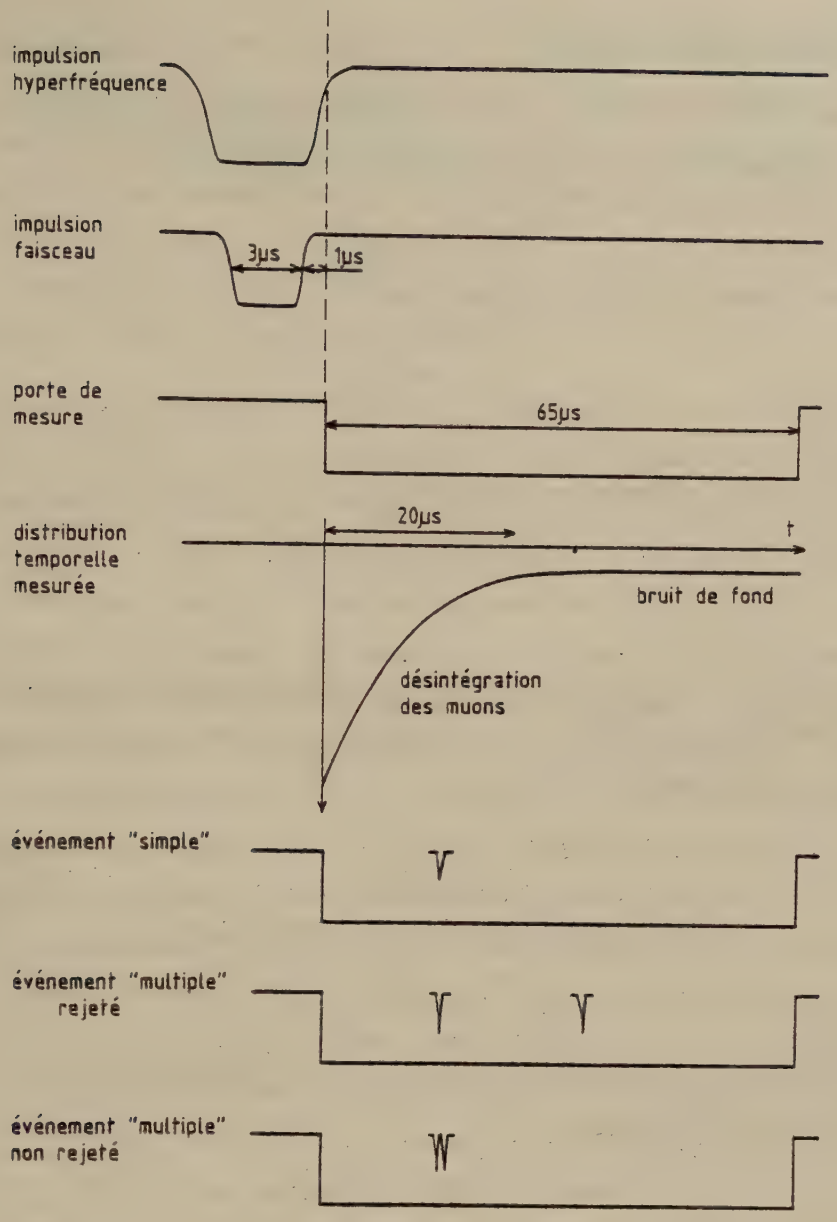


Figure 1 - Mesure du temps de vie avec un faisceau pulsé.

contrairement au flux du faisceau incident, est modulable par la *taille* des compteurs, dont le nombre peut être multiplié à volonté, pour donner un niveau de correction suffisamment faible. Dans la pratique on utilise donc plusieurs compteurs *indépendants* les uns des autres, avec chacun leurs propres chronomètre et circuit de réjection des "multiples".

La largeur de l'impulsion de faisceau, T_p=3 µs, est un compromis. Une impulsion plus longue n'augmenterait pas l'intensité de la source de muons, car les premiers muons seraient déjà désintégrés au moment de la mesure. Par contre le bruit de neutrons lents accompagnant le faisceau serait plus élevé. Une impulsion plus courte ne permettrait pas d'avoir la réserve d'intensité suffisante pour effectuer les mesures à taux élevés nécessaires à la détermination de la correction due aux événements multiples (voir chapitre 4), et d'autre par ne conviendrait pas aux autres utilisateurs simultanés de la machine.

III. EXTRACTION DU TEMPS DE VIE

La détermination du temps de vie τ à partir de la distribution temporelle $dn_e(t)$ (14) se résume au calcul du "temps moyen" $\langle t \rangle$:

$$\langle t \rangle = \frac{\int_{t_o}^{\infty} t \, dn_e(t)}{\int_{t_o}^{\infty} dn_e(t)} . \qquad (16)$$

Pour une décroissance purement exponentielle de la population $N_\mu(t)$ (13) des muons, on obtient :

$$\langle t \rangle = \tau = \frac{1}{\lambda} . \qquad (17)$$

Mais dans la pratique $dn_e(t)$ est mesuré dans des canaux de largeur finie Δ, et pendant une durée d'observation T non infinie. A partir des contenus n_i des canaux on définit (voir chapitre 9) :

$$\langle \theta \rangle = \frac{\Delta \sum_{i=1}^{T/\Delta} (i - \frac{1}{2}) \, n_i}{\sum_{i=1}^{T/\Delta} n_i} = \tau - \delta\tau \qquad (18)$$

où $\delta\tau$ est une fonction *connue* de τ, T et Δ, et la valeur de τ est obtenue en résolvant par iteration l'équation :

$$\tau = \langle \theta \rangle + \delta\tau \, (\tau, T, \Delta) . \qquad (19)$$

La précision statistique qu'il est possible d'obtenir sur τ est légèrement moins bonne que $\frac{\Delta\tau}{\tau} = 1/\sqrt{N}$ (voir chapitre 9) où $N = \sum n_i$ est le nombre total d'électrons dans la distribution temporelle analysée, si bien que pour atteindre une incertitude inférieure à 3×10^{-5} il faut accumuler plus de $1{,}2 \times 10^9$ événements. Notons que la largeur Δ des canaux, tant qu'elle reste faible devant τ n'intervient pas dans cette précision finale (voir chapitre 9), pourvu que la *forme et l'efficacité de comptage* soient rigoureusement égales pour tous les canaux : ce n'est pas en effet le contenu seul d'un canal qui donne le temps de vie, mais la *variation* du comptage sur tous les canaux.

IV. APPLICATION A LA MESURE DU TAUX DE CAPTURE

Le taux de capture λ_c est obtenu en comparant le temps de vie τ_{μ^+} au temps de vie τ_{μ^-} des μ^- arrêtés dans l'hydrogène liquide. Le temps de vie τ_{μ^+} étant indépendant du milieu d'arrêt des μ^+, sa mesure ne peut être distordue que par une *modulation* du nombre d'électrons détectés, provoquée par la dépolarisation

ou la précession des spins de la source de μ^+ (la direction d'émission de l'électron étant corrélée à celle du spin du muon). C'est pourquoi, pour la mesure de τ_{μ^+}, nous avons principalement utilisé une cible de soufre, qui dépolarise très rapidement [26] les muons, ou la cible d'hydrogène protégée par un blindage de mu-métal annulant le champ magnétique. Les distorsions résiduelles sur τ_{μ^+} sont décrites au chapitre 7 : elle proviennent essentiellement des μ^+ arrêtés hors de la cible et sont inférieures à 10^{-5}.

La mesure de τ_{μ^-} est plus délicate car le taux de capture dépend du milieu qui arrête les μ^-. Il faut donc *supprimer* le signal issu de μ^- arrêté ailleurs que dans l'hydrogène. De plus les valeurs très élevées des taux de transfert des μ^- liés aux protons de l'hydrogène vers des noyaux d'impuretés présentes dans la cible nécessitent l'utilisation d'un hydrogène très pur, donc rigoureusement filtré, et d'une cible très propre. L'avantage fondamental de l'hydrogène *liquide* est la formation rapide de molécules pμp (voir chapitre 6) qui interdisent tout transfert, contrairement à l'atome μp. La population parasite d'atomes μZ où le muon est lié à des noyaux autres que le proton est donc fabriquée très *tôt* soit par l'arrêt du muon en dehors de l'hydrogène dans les parois de la cible, soit par un transfert du muon de l'atome μp vers un noyau des parois ou d'impureté dissoute dans l'hydrogène. Mais ces transferts n'existent plus au moment de la mesure lorsque tous les muons sont liés dans des molécules pμp. La disparition des atomes μZ est d'autant plus rapide que le noyau est plus lourd car alors le taux de capture croît très vite (loi en Z^4 [16]). C'est pourquoi tous les matériaux entourant la cible (parois en cuivre) et sur le trajet des μ^- (collimateurs en plomb) sont "lourds". Les paramètres géométriques de la cible, et le degré de pureté obtenu par filtrage assurent que, 1 μs après l'impulsion de faisceau, cette population parasite μZ ne distord plus la mesure de τ_{μ^-} qu'à un niveau inférieur à 10^{-5} (voir chapitres 5, 6 et 8). La structure pulsée du faisceau est capitale car c'est elle qui permet d'attendre 1 μs après l'impulsion avant de débuter l'observation des électrons, et ceci sans crainte de réactivation de la source, contrairement aux faisceaux continus. La mesure du temps de vie τ_{μ^-} dans l'hydrogène liquide est ainsi possible avec un niveau d'erreur systématique inférieur à 10^{-5}.

La comparaison des temps de vie τ_{μ^+} et τ_{μ^-} mesurés dans ces conditions donne alors bien le taux de capture dans l'hydrogène liquide, avec moins de 2 % d'erreur systématique.

Chapitre 2

DESCRIPTION DE LA CIBLE ET DES DETECTEURS

Ce chapitre décrit les caractéristiques de la cible d'hydrogène liquide utilisée pour la mesure de τ_{μ^-} et de la cible de soufre pour celle de τ_{μ^+}. Il présente ensuite le dispositif de détection des électrons.

I. PRESENTATION GENERALE (HYDROGENE LIQUIDE)

Le dispositif expérimental est décrit sur la Figure 2 : 6 télescopes de 3 scintillateurs chacun entourent la cible et détectent les électrons de désintégration. Le système de détection est symétrique par rapport à l'axe du faisceau. Les muons pénètrent dans la cible après avoir traversé un collimateur en plomb et un absorbeur en cuivre qui réduit leur énergie. La cible sphérique est contenue dans une chambre à vide cylindrique faisant fonction d'écran thermique. Les télescopes sont notés A, B, C, D, E, F comme l'indique la Figure 2. Un événement "électron" est défini par la coïncidence triple entre les trois compteurs d'un télescope.

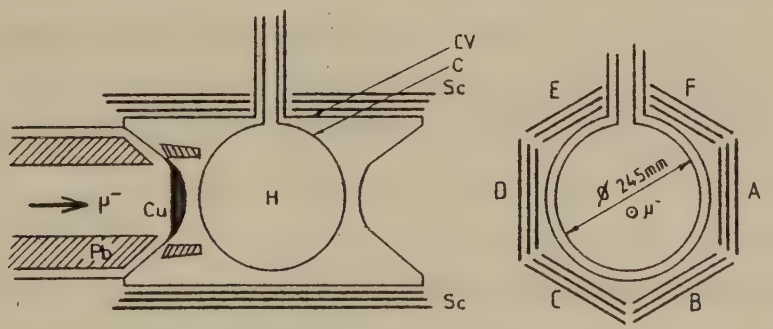


Figure 2 - Schéma du dispositif expérimental. Pb, Cu : collimateurs et modérateurs du faisceau incident ; H : hydrogène liquide ; C : parois de la cible (cuivre) ; C.V. :enceinte de la chambre à vide (inox) ; Sc : scintillateurs plastiques (NE 102).

II. LA CIBLE D'HYDROGENE LIQUIDE

Les caractéristiques du faisceau utilisé sont rappelées dans l'annexe 1. Pour le réglage optimum, les μ^- ont une énergie cinétique de 38 MeV. La courbe de parcours de ces muons est donnée sur la Figure 3. Sa largeur à mi-hauteur est 2,4 g de cuivre, correspondant à une épaisseur de 0,7 g d'hydrogène.

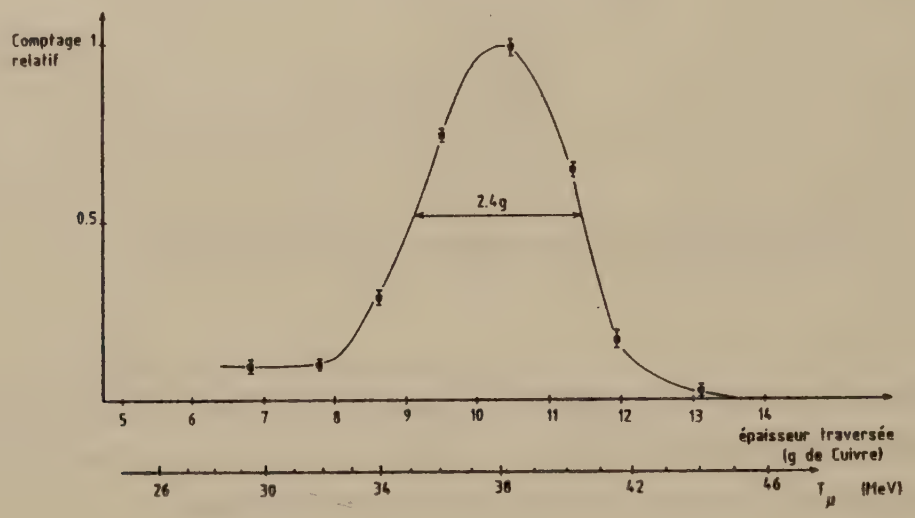


Figure 3 - Courbe de parcours du faisceau de μ^- utilisé

La géométrie de la cible a été choisie pour stopper dans l'hydrogène liquide au moins 90 % des muons incidents. Afin de minimiser la proportion de muons arrêtés ailleurs que dans l'hydrogène, une mesure préliminaire a été effectuée en vue de déterminer : i) la taille de la cible qui rend tolérable le nombre de muons stoppant dans les parois ; ii) l'épaisseur des parois que réduit à un niveau supportable la quantité de muons ressortant et atteignant les compteurs d'électrons. Cette mesure est décrite dans l'annexe 2 et a conduit aux résultats suivants. Pour que la distorsion sur τ_{μ^-} soit inférieure à 3×10^{-5} il faut que la proportion de μ^- stoppés dans les parois de *cuivre* soint inférieure à 1 % et que le retard R entre la fin de l'impulsion de faisceau (3 µs) et le début de la mesure vaille au moins 1 µs. La proportion de μ^- arrêté dans les compteurs ne doit pas quant à elle excéder 10^{-4}. Ces niveaux sont atteints avec une géométrie de cible ayant les paramètres suivants :

- cible sphérique de diamètre 24,5 cm
- collimation en plomb de diamètre 13 cm
- parois en cuivre d'épaisseur 3,5 mm.

La cible pleine présente alors une épaisseur de 1,75 g d'hydrogène liquide. Afin d'assurer l'arrêt du faisceau de μ^- (38 MeV) au centre de la cible, on a rajouté en amont un absorbeur en cuivre, de 5 mm d'épaisseur. La dispersion en énergie du faisceau incident reste largement dans l'hydrogène.

Une cible ayant les caractéristiques précédentes a été construite. La Figure 4 en donne un schéma précis. La cible est thermiquement isolée dans une chambre à vide cylindrique, dont les parois d'acier inoxydable ont 1,5 mm d'épaisseur. Les détails des systèmes cryogéniques (pompage, liquefaction) attenant à la cible sont donnés au chapitre 8.

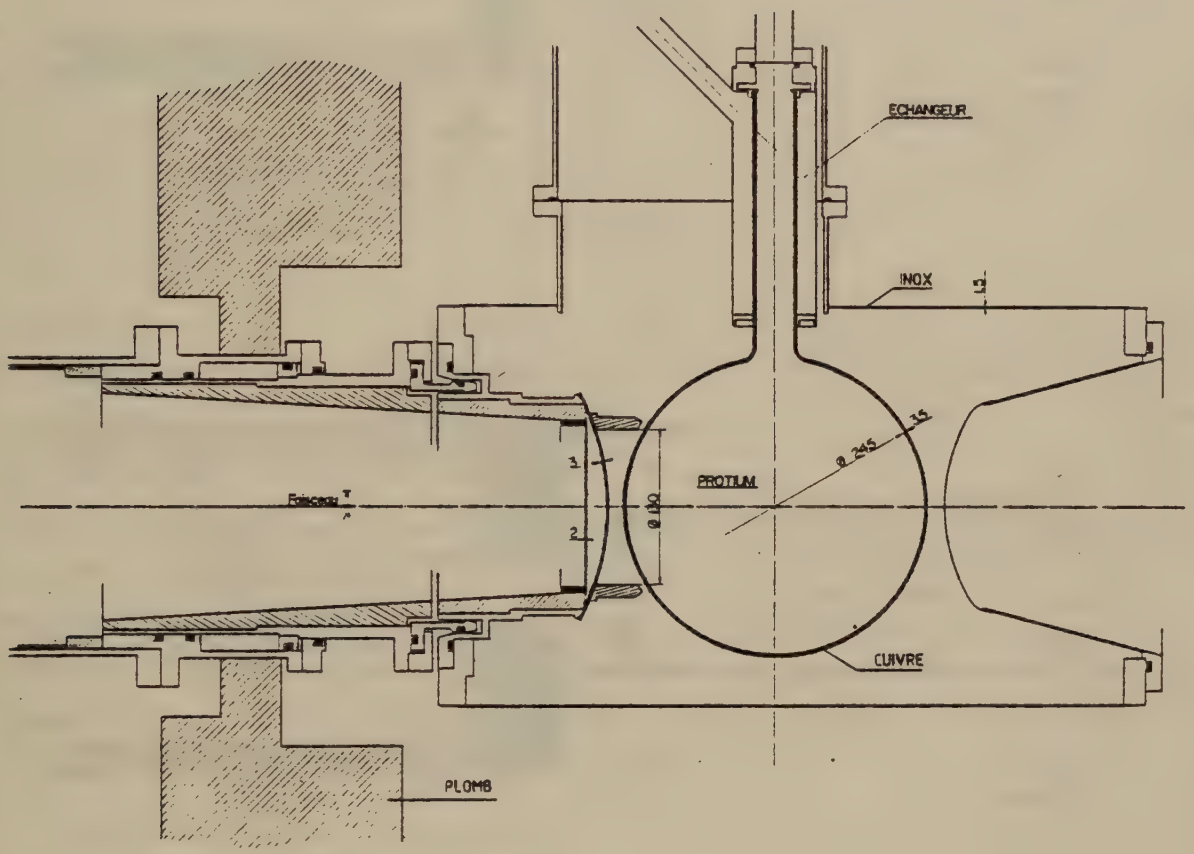


Figure 4 - Schéma de la cible d'hydrogène liquide

Certaines mesures de τ_{μ^+}, ayant utilisé la cible d'hydrogène liquide, ont été effectuées avec un blindage supplémentaire de mu-métal, placé à l'extérieur de la chambre à cible et avant les détecteurs, ayant une épaisseur de 2 mm. Le champ magnétique résiduel au niveau de la cible vaut alors 0,01 gauss.

III. LA CIBLE DE SOUFRE

Les mesures de τ_{μ^+} ont en majorité été réalisées en utilisant comme cible du soufre, placé à l'air libre au centre des détecteurs. La géométrie de la cible a été *améliorée* au cours des différentes mesures afin de réduire le niveau de distorsion issue des μ^+ stoppés hors du soufre (voir chapitre 7). La Figure 5 décrit les 3 cibles succesivement utilisées. Notons que plus de 80 % des données τ_{μ^+} ont été acquises avec les cibles de soufre, qui rendent le niveau d'erreur systématique négligeable (voir chapitre 7).

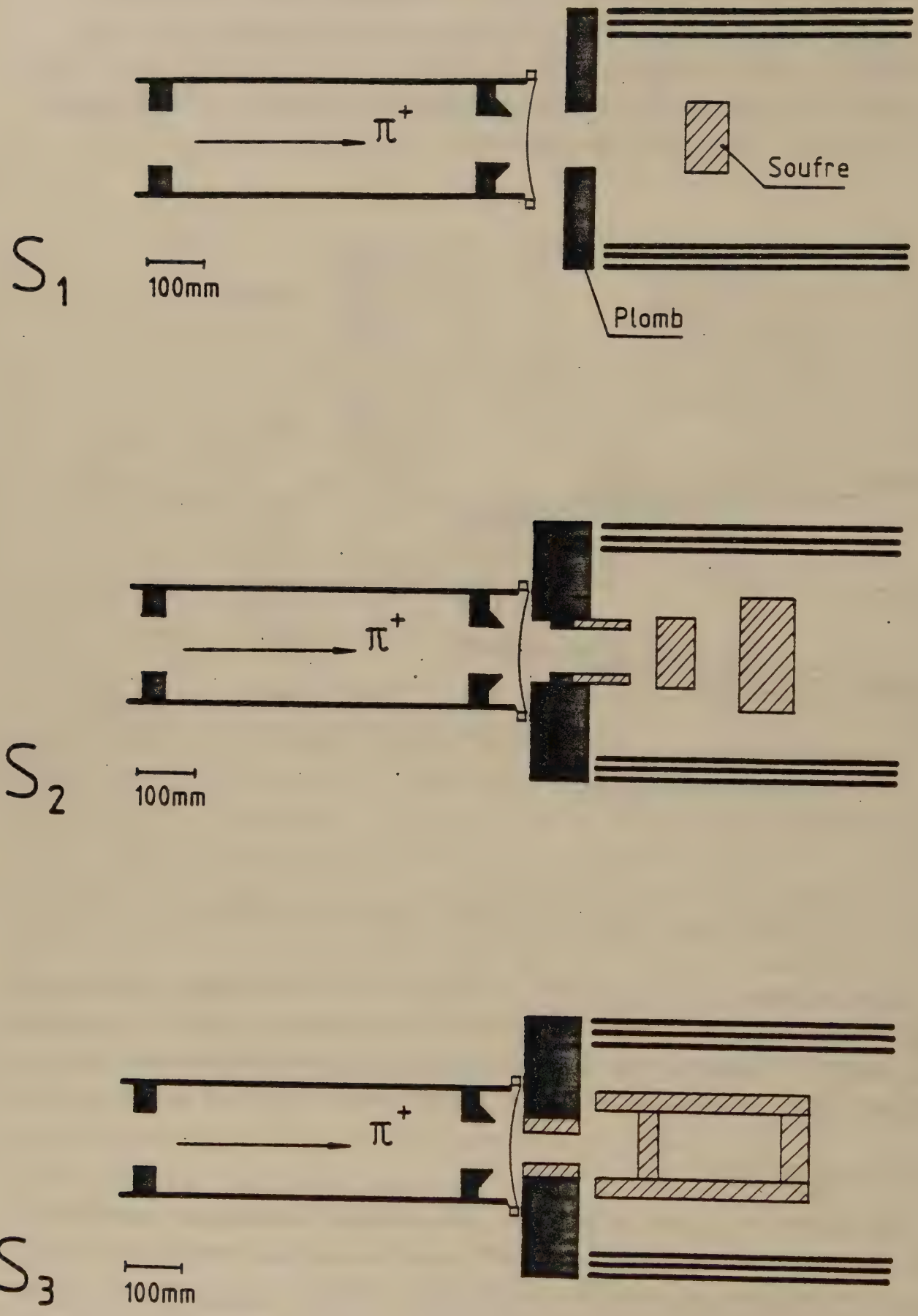


Figure 5 - Dispositif expérimentaux utilisés pour la mesure de τ_{μ^+} dans une cible de soufre.

IV. LES DETECTEURS D'ELECTRONS

Les électrons de désintégration du muon (5) ne sont pas monoénergétiques, mais distribués selon le spectre de Michel (Figure 6), qui favorise les hautes énergies. La perte d'électrons due à l'absorbtion dans les parois de la cible et à la coïncidence triple entre les 3 scintillateurs d'un télescope vaut 55 % [27], mais est *sans incidence* sur la forme de leur distribution temporelle : la vitesse de disparition de la source, λ, est indépendante de l'énergie des électrons que l'on détecte. Il faut seulement que cette "coupure" ne varie pas au cours d'une porte de mesure. La coïncidence triple permet de réduire les bruits de fond parasites à un niveau très faible : en dehors des événements d'origine cosmique, les bruits sont neutres et n'arrivent à déclencher que très rarement une coïncidence. Ils sont principalement liés à la capture des neutrons produits lors de l'impulsion de faisceau. L'épaisseur des scintillateurs est choisie telle qu'elle permet de fixer un seuil en énergie suffisant pour éliminer les γ de capture des neutrons thermiques.

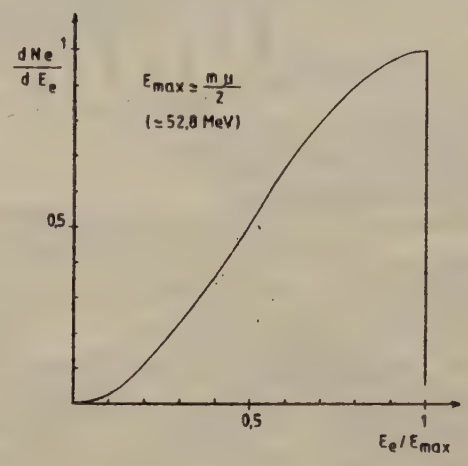


Figure 6 - Spectre en énergie des électrons de désintégration du muon (spectre de Michel). $dN_e/dE \propto 2\,\varepsilon^2(3-2\varepsilon)$ avec $\varepsilon = E_e/E_{max}$.

Chaque télescope se compose donc de trois détecteurs formés d'un scintillateur plastique NE 102, d'un guide de lumière en lucite et d'un photomultiplicateur 56 DVP (RTC). Les scintillateurs d'un télescope sont numérotés de 1 à 3, de l'intérieur vers l'extérieur par rapport à la cible. Le scintillateur numéro 1 mesure : 20 × 52 cm^2, le numéro 2 : 22 × 56 cm^2, le numéro 3 : 24 × 60 cm^2 . Tous les trois ont une épaisseur de 1,5 cm. La face interne du télescope est située à 17,5 cm du centre de la cible. La variation de taille entre les scintillateurs d'un même télescope est telle qu'ils présentent tous le même angle solide vu du centre de la cible. Pour une source de muons uniformément répartie dans une sphère centrale de diamètre 10 cm, l'angle solide offert par un télescope vaut $\frac{\Omega}{4\pi}$ = 13,5 %. Cette description n'est valable que pour les 4 télescopes A,B,C,D. Les 2 télescopes supérieurs E et F sont échancrés (voir Figure 7) afin de permettre un contact entre la cible et l'extérieur (système de remplissage et de refroidissement). L'angle solide présenté ne vaut plus alors que $\frac{\Omega}{4\pi}$ = 10,7 %.

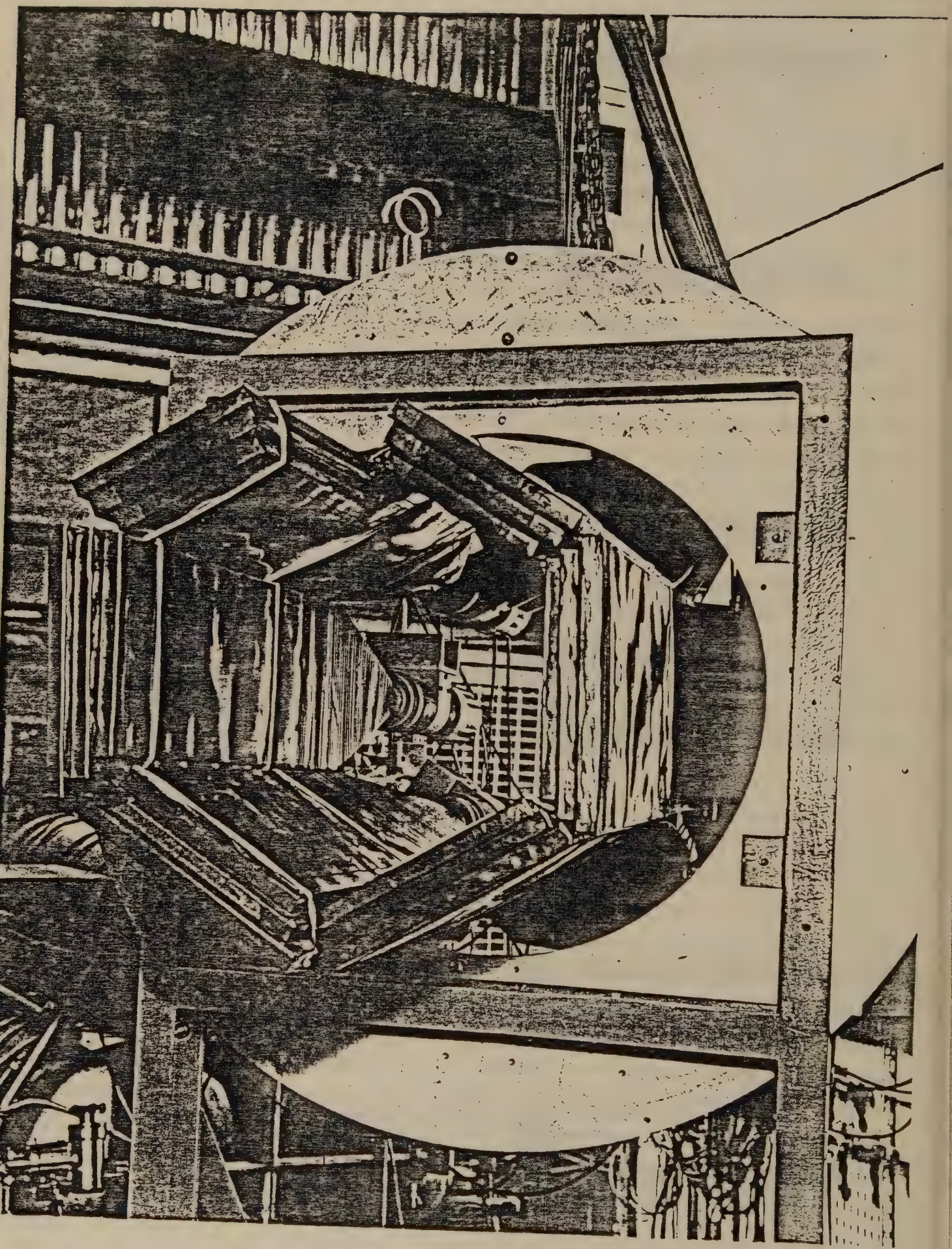
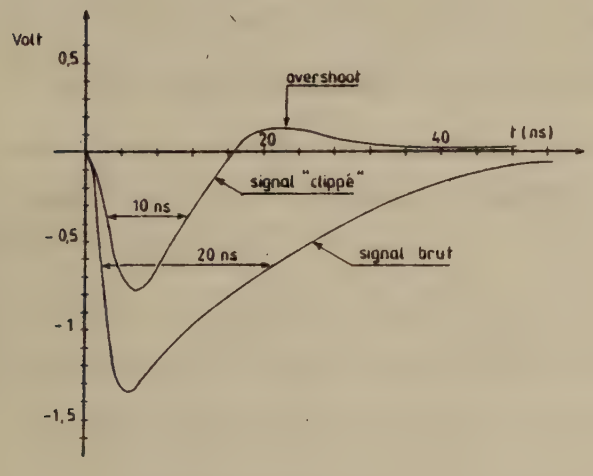


Figure 7 - Photographie des télescopes d'électrons.

L'angle solide étant un des paramètres de l'efficacité de détection, il ne doit pas varier au cours de la porte de mesure. En fait la diffusion des muons dans la cible (agitation thermique), qui est calculée dans l'annexe 13, provoque une légère variation de Ω, mais à un niveau de 5×10^{-7}, donc largement négligeable par rapport à la précision finale de 2 à 3×10^{-5}.

Les photomultiplicateurs fonctionnent en moyenne avec une tension de 1900 V, qui assure une amplitude de signal d'environ 200 mV par MeV déposé dans le scintillateur. Le réglage précis des tensions est décrit dans l'annexe 3 : la tension utilisée est la plus faible qui, pour un seuil de discriminateur fixé (250 mV), assure qu'un électron traversant le scintillateur est détecté. Ainsi les bruits de fond de basse amplitude sont éliminés efficacement.

Les signaux issus des photomultiplicateurs d'un télescope doivent être traités par des circuits électroniques pour fabriquer le signal de stop du chronomètre associé. Chaque télescope possède des circuits électronique *indépendants* des autres télescopes. Les temps morts des différents circuits croissent avec la largeur du signal issu des photomultiplicateurs, et sont à l'origine de distorsions (voir chapitre 4) de la distribution temporelle mesurée. Nous avons donc été amenés à réduire la largeur des signaux des photomultiplicateurs. Pour cela, chaque anode de photomultiplicateur est munie d'un "clipping" fermé qui réfléchit le signal et en change le signe. L'impulsion résultante pour un choix convenable de la longueur et de la résistance du "clipping", ne présente qu'un faible "overshoot", mais une largeur réduite de 20 ns à 10 ns à mi-hauteur. Les caractéristiques des "clippings" sont :



longueur = 40 cm

résistance = 10 Ω

et celles du signal résultant finalement utilisé (voir Figure 8) :

largeur à mi-hauteur = 10 ns

hauteur relative de l'overshoot $\leq$ 20 %.

Chacun des trois scintillateurs des six télescopes voit son signal ainsi traité.

Figure 8 - Signaux issus des photomultiplicateurs (anode) avec et sans "clipping", pour 3 MeV déposé dans le scintillateur.

Chapitre 3

CIRCUITS ELECTRONIQUES D'ACQUISITION

Dans ce chapitre sont décrits les circuits électroniques chargés de traiter les signaux issus des photomultiplicateurs afin de réaliser l'arrêt des chronomètres et la réjection des "multiples". Le système de fabrication du signal de "start" des chronomètres et de la porte de mesure est présenté. Le principe d'acquisition des données par calculateur est décrit, ainsi que celui d'un dispositif indépendant de mesure de bruit de fond.

I. LES CIRCUITS "LOGIQUES" : PORTE DE MESURE ET SIGNAL "START"

Comme on l'a décrit aux chapitres 1 et 2, la mesure ne doit débuter que lorsqu'on est sûr que la source radioactive de muons n'est plus alimentée, c'est-à-dire strictement après l'impulsion de faisceau.

Deux signaux permettent de contrôler cette impulsion :

- un signal logique, de synchronisation, dit "synchro", délivré par la salle de commande de l'accélérateur et précédant chaque impulsion de faisceau d'un temps fixe (2 µs) ;
- un signal analogique, dit "ferrite", délivré par un tore de ferrite excité par le faisceau d'électrons juste avant que ce dernier produise les pions.

Afin d'éliminer toute fluctuation dans :

- le retard entre le faisceau et la "synchro"
- la forme de la "ferrite" (largeur du faisceau)

on réalise une coïncidence entre un signal "synchro R" obtenu en retardant la "synchro", et un signal déclenché par la fin de la "ferrite". Cette coïncidence indique la fin du faisceau. Elle est alors décalée pour que le retard par rapport à la fin de l'impulsion vaille 1 µs. La mesure de ce retard s'effectue par

rapport au signal d'un détecteur placé près de la cible de production de pions et dont la réponse est plus rapide que celle de la ferrite. Le réglage de ce compteur est tel qu'il se sature pendant la présence de faisceau, si bien que la fin de l'impulsion est très facilement visible sur un oscilloscope (voir figure 9). La mesure du retard est possible à 50 ns près.

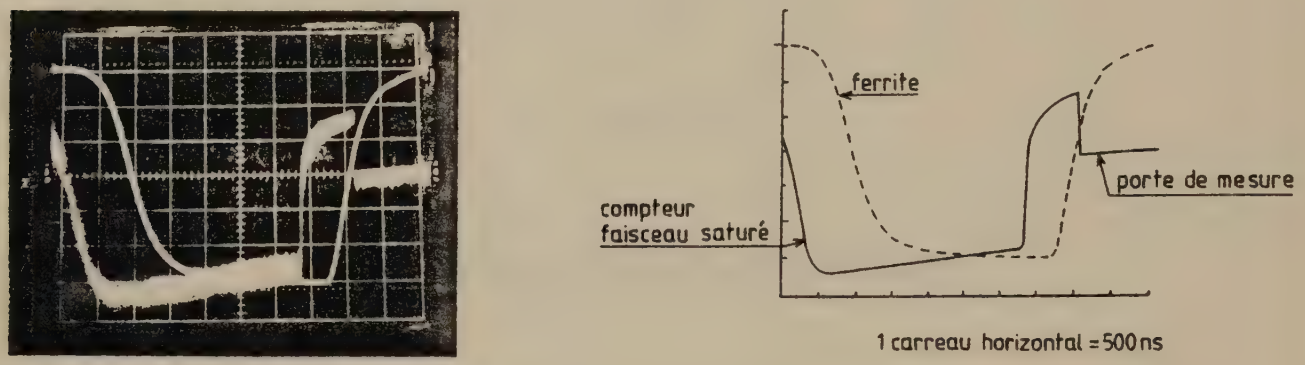


Figure 9 - Signaux ferrite, compteur faisceau saturé et début de porte de mesure, vus à l'oscilloscope.

Ce signal "fin de faisceau" décalé est finalement utilisé pour :

- fabriquer un signal de "start" des chronomètres, large de 5 ns, à l'aide d'un discriminateur délivrant des impulsions étroites ;

- fabriquer une porte de mesure durant 65 µs.

Ces deux signaux sont distribués sur les six voies électroniques des six télescopes.

La Figure 10 reprend cette succession de signaux sous forme de diagramme temporel.

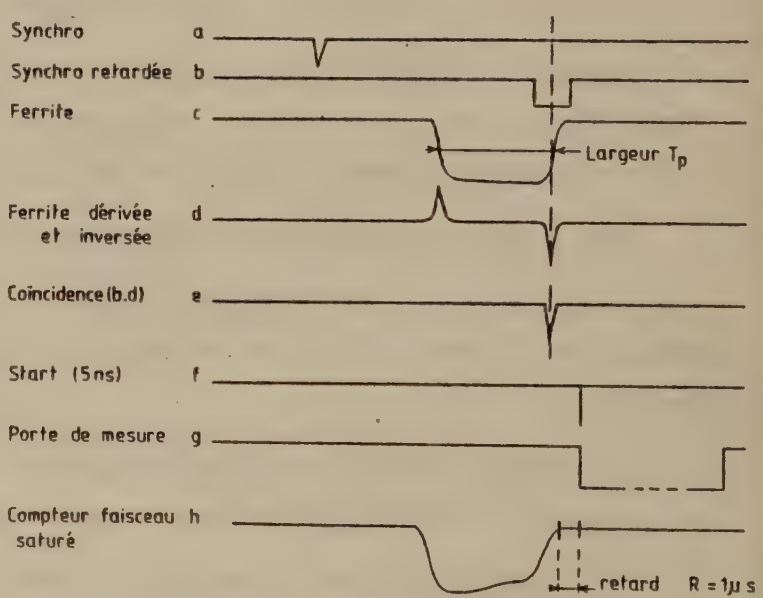


Figure 10 - Fabrication du signal "start" et de la porte de mesure.

II. TRAITEMENT DU SIGNAL "ELECTRON"

La Figure 11 présente de façon détaillée les différentes étapes du traitement des signaux issus des compteurs d'un télescope.

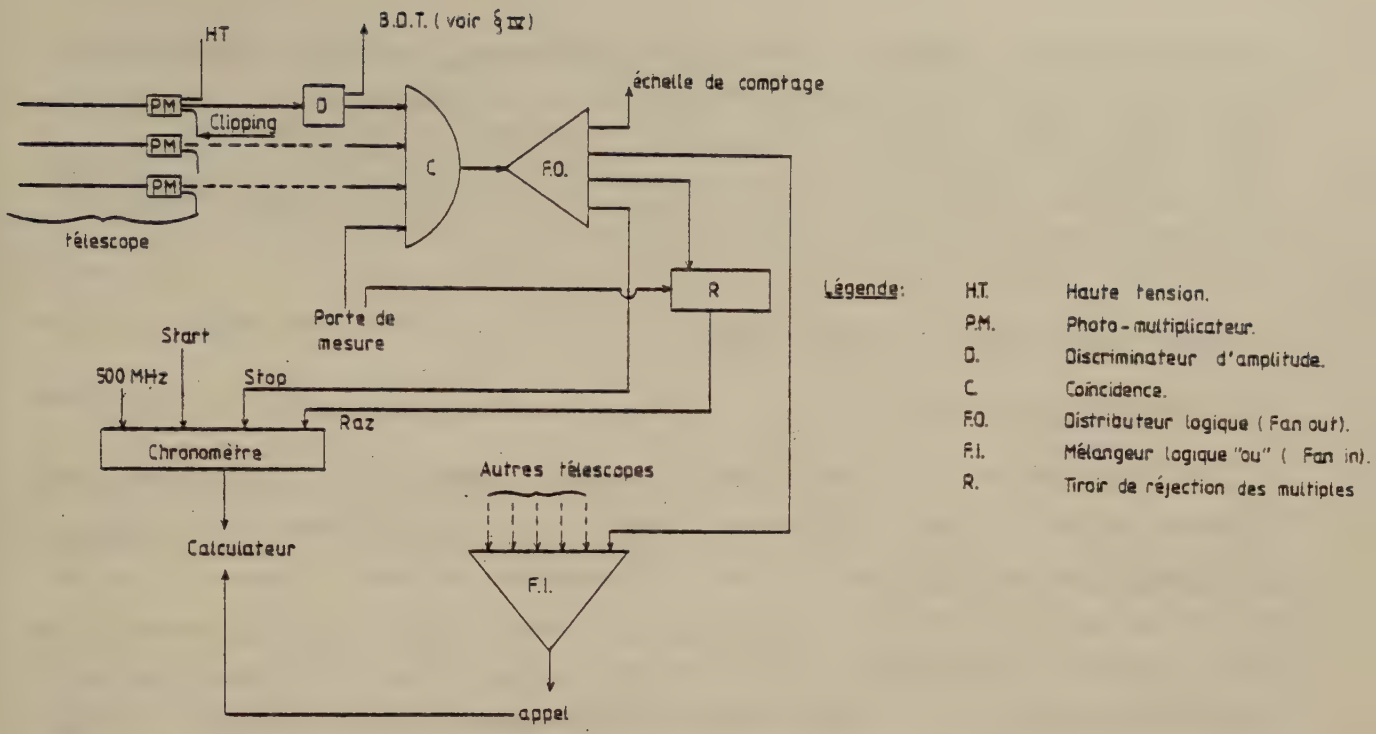


Figure 11 - Schéma des circuits électroniques traitant le signal issu d'un télescope.

L'arrêt d'un chronomètre est effectué à partir d'un signal "stop" logique, fabriqué avec les signaux analogiques "clippés" des trois photomultiplicateurs d'un télescope : ces signaux sont d'abord discriminés en amplitude ; chaque discriminateur délivre une réponse logique de 5 ns de large qui est envoyée dans un circuit de coïncidence quadruple : les trois voies du télescope et la porte de mesure (définissant le temps pendant lequel les événements sont acceptés). La largeur à mi-hauteur de la courbe de coïncidence est 12,5 ns (voir annexe 5). C'est finalement la sortie de cette coïncidence qui constitue le signal "stop". Cette sortie possède une mise en forme ajustable du signal qui permet de lui donner une largeur supérieure à tous les temps morts de la chaîne électronique traversée. C'est alors cette largeur T_R qui définit la résolution temporelle du système de mesure : deux électrons dont l'écart est inférieur à T_R ne donnent qu'un seul signal "stop" du chronomètre. T_R est ajusté à environ 15 ns (voir annexe 5). Le signal "stop" est utilisé pour :

a) stopper le chronomètre associé au télescope,
b) être compté sur une échelle,
c) être mélangé (circuit "ou") avec les signaux "stop" des autres chronomètres afin de produire un appel au calculateur (voir paragraphe III),
d) traverser un circuit électronique chargé de signaler si le télescope voit un seul événement dans la porte de mesure, ou un "multiple" (voir chapitre I).

Ce circuit de réjection des "multiples" possède deux entrées : une pour la porte de mesure pendant laquelle il convient de signaler les événements "multiples" ; l'autre pour le signal à analyser. Lorsqu'un signal "stop" se présente

au moins deux fois pendant la même porte de mesure, le circuit de réjection produit un signal qui va "nettoyer" le contenu du chronomètre en remettant sa mesure à zéro (RAZ), annulant l'information de cette voie pour la porte de mesure considérée. La résolution de ce circuit est le temps minimum permettant de distinguer deux événements et est définie par T_R.

III. LES CHRONOMETRES ET LEUR LECTURE

1. Chronomètre et horloge

Les chronomètres sont des échelles pouvant compter les oscillations d'une fréquence de 500 MHz entre un signal "start" et un signal "stop". Si aucun signal "stop" n'est parvenu avant 64 µs le chronomètre se remet à zéro. Si un signal "stop" arrive, l'échelle enregistre le temps compris entre le start et le stop. Cependant l'événement peut encore être effacé avant sa lecture par un circuit extérieur (RAZ). Le fonctionnement du chronomètre est instantané : l'information y est contenue sous forme de bascules en position 0 ou 1 et est immédiatement lisible par le calculateur, dès la fin de la porte de mesure. L'oscillateur qui produit la fréquence de 500 MHz est piloté par un quartz. Son étalonnage et sa stabilité, ainsi que le bon fonctionnement des chronomètres ont été mesurés et testés :

- la période T_h de l'horloge vaut :

$$T_h = (1{,}999892 \pm 0{,}000010)\ \text{ns}$$

elle a été mesurée en comptant le nombre des alternances pendant plus de 24 heures entre 2 tops du temps universel. Rappelons que ce n'est pas la valeur de la fréquence qui intervient dans la précision de la mesure, mais sa stabilité et son étalonnage ;

- la stabilité de cette période est meilleure que 10^{-6} et donc suffisante pour une mesure à 3×10^{-5} ;

- la largeur d'un canal est constante à mieux que 10^{-5} sur toute la gamme des 65 µs. Ceci a été vérifié notamment en mesurant une distribution uniforme d'événements non corrélés (*bruit blanc*) obtenus à partir d'une source radioactive de longue période ;

- la distorsion résultant d'un effet de comptage différent pour les canaux pairs et les canaux impairs est inférieure à 10^{-5}, et obtenue par la même méthode du bruit blanc.

Ces tests et mesures sont décrits dans l'annexe 4. Ils montrent que le fonctionnement du système horloge-chronomètre est largement satisfaisant au niveau de précision requis.

2. Lecture des chronomètres par calculateur

A la fin de la porte de mesure, un appel est transmis au calculateur qui enregistre les contenus des six chronomètres. Pour rendre cette opération de lecture plus efficace et moins fréquente, un appel n'est lancé que lorsque deux signaux "stop" au moins ont eu lieu depuis la précédente lecture. La Figure 12 décrit ce déroulement temporel de la procédure d'appel.

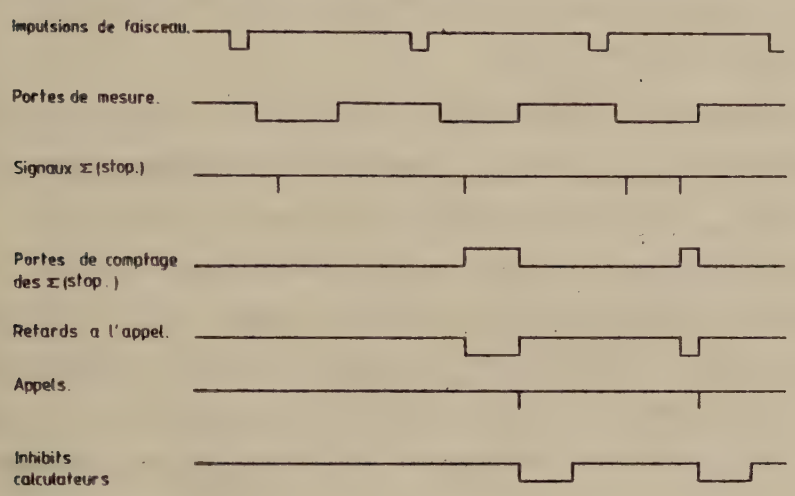


Figure 12 - Diagramme temporel de la procédure d'appel.

En période d'acquisition de données, le calculateur est un ordinateur PDP 11, et en période de réglages et de tests, il s'agit d'un microprocesseur JCAM. Les pertes dues au temps mort du calculateur doivent être minimales en période d'acquisition. En pratique deux impulsions de faisceau sont séparés par 330 µs, la porte de mesure dure 65 µs, si bien qu'il ne reste que 265 µs au calculateur pour acquérir les données. Le programme s'exécute en 200 µs et comprend la lecture des six chronomètres et le stockage de leurs contenus dans une mémoire "tampon" ; cette dernière, une fois remplie, est analysée par le calculateur pendant les temps morts de l'acquisition, alors qu'un "tampon" vide la remplace pour le stockage de nouvelles données. Le basculement entre tampons vide et plein est assez long (≃ 1 ms) mais de faible fréquence (≃ 0,1/s). L'analyse construit six histogrammes à partir des temps mesurés dans les six chronomètres. Il n'est en effet pas possible, à cause du taux d'acquisition, de conserver la liste des temps individuels, qui conduirait à un volume de données trop grand. Ces histogrammes sont contenus dans la mémoire centrale du calculateur et ne sont transmis sur bande magnétique qu'à la fin de la prise de données (environ toutes les 4 heures), sur ordre extérieur, puis remis à zéro. La capacité de mémoire du calculateur ne permet de stocker que des histogrammes dont la longeur est inférieure ou égale à 2048 canaux. Ainsi les 65 µs de la porte de mesure sont divisées en canaux élémentaires de 32 ns, en regroupant les canaux du chronomètre par 16. Cette longueur de 32 ns n'affecte pas la précision :

au contraire elle permet d'obtenir une forme de canaux mieux définie et plus stable que celle des canaux "chronomètres" qui assure une efficacité de comptage plus uniforme d'un canal à l'autre.

IV. DISPOSITIF DE MESURE DU BRUIT DE FOND

Entre deux impulsions de faisceau, il reste 265 µs après la porte de mesure. Ce temps est mis à profit pour étudier le comportement du bruit de fond et sa dépendance éventuelle en fonction du temps.

Pour cela trois échelles de comptage indépendantes du circuit normal d'acquisition, et relevées seulement en fin de mesure, comptent les événements de la somme des télescopes (en simple, double ou triple coïncidence) dans trois portes successives. Ces portes de 80 µs, calibrées par un générateur à quartz, sont rigoureusement de même longueur. On peut donc comparer d'une façon très précise l'évolution du bruit sur 240 µs. Ce dispositif de mesure du Bruit Dépendant du Temps (BDT) est schématisé sur la Figure 13. Son bon fonctionnement a été testé à l'aide d'un bruit blanc : l'égalité des comptages des trois portes est alors vérifiée à mieux que 10^{-4}.

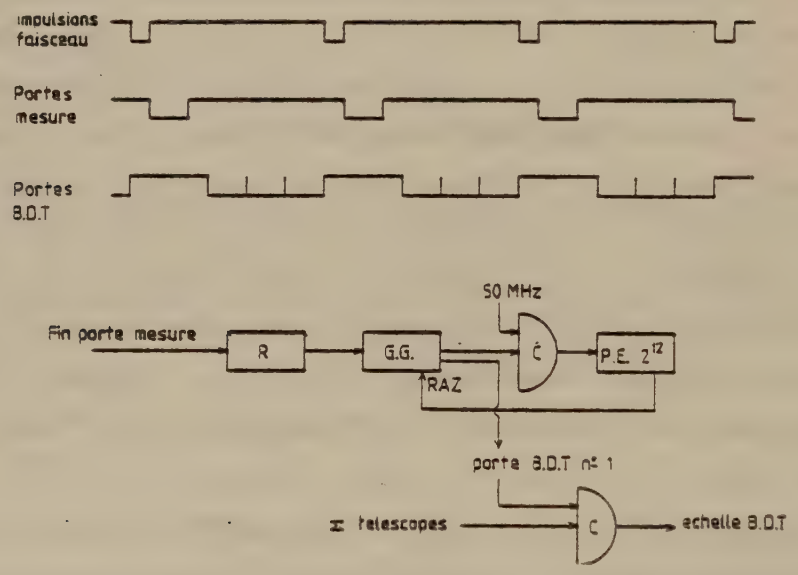


Figure 13 - Le système BDT. R : retard ; G.G. : générateur porte (réglé sur 100 µs) ; C. : coïncidence ; P.E. : pré-échelle réglée sur 2^{12}.

Partie 2

LES DIFFERENTES SOURCES D'ERREURS SYSTEMATIQUES

Chapitre 4

LES EFFETS DE TAUX D'ACQUISITION

Les taux de comptage dans les détecteurs pendant la porte de mesure sont essentiellement dus aux électrons de désintégration des muons, et de ce fait varient de façon exponentielle. Les composantes non exponentielles apparaissent seulement de façon notable après plusieurs temps de vie du muon (voir Figure 14). De ce fait les défauts de l'électronique (mauvaise réjection des événements multiples, temps morts, coïncidences fortuites,...) qui produisent des gains ou des pertes de comptage proportionnels au taux d'acquisition introduisent une distorsion en $e^{-2\lambda t}$. Par ailleurs les détecteurs sont sensibles aux rayons cosmiques et aux radiations de la salle, qui ont une dépendance temporelle très lente (voir chapitre suivant). La distribution des événements peut donc s'écrire sous une forme générale :

$$dn_e(t) \propto \left[e^{-\lambda t} \left(1 + a\, e^{-\lambda t}\right) + b(t) \right] dt \qquad (20)$$

où b(t) décrit une composante constante ou variant lentement. L'analyse de la distribution (20) en terme de temps de vie (après soustraction de b(t)) selon la formule (16) conduit à :

$$\langle t \rangle = \frac{1}{\lambda} \left(1 - \frac{a}{4}\right). \qquad (21)$$

La correction due au terme a peut se calculer à partir des paramètres des circuits électroniques. Cependant elle peut s'obtenir d'une façon *plus sûre et plus précise* en effectuant des mesures à des taux d'acquisition différents et en extrapolant à un taux nul. En effet nous allons montrer que les différentes contributions possibles au paramètre a sont toutes *proportionnelles* au taux d'acquisition, et donc *mesurables* globalement en augmentant leur effet par l'acquisition de données à taux plus élevé.

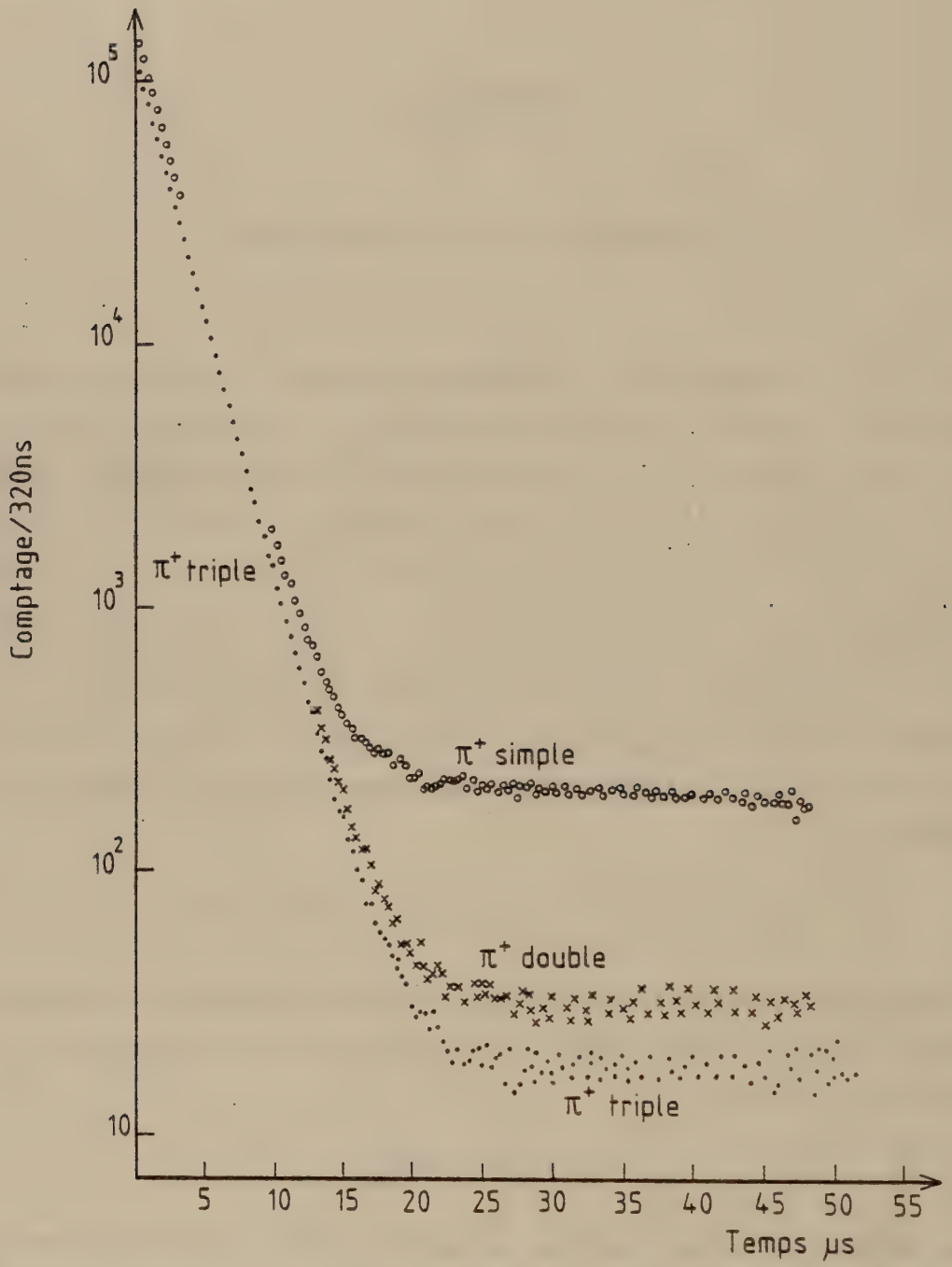


Figure 14 - Distributions temporelles expérimentales mesurées en simple, double ou triple coïncidence pour 10^6 portes de mesure.

I. DEFAUT DE REJECTION DES EVENEMENTS MULTIPLES

Le système électronique de réjection des événements multiples fonctionne uniquement sur des impulsions logiques. Son fonctionnement est donc un problème de "tout ou rien". La seule imperfection ne peut résulter normalement que de la résolution finie des circuits.

a) Non fonctionnement global

Si le circuit de réjection ne fonctionne pas, la distribution temporelle devient :

$$dn_e(t) \propto e^{-\lambda t} \left(1 + n_e\, e^{-\lambda t} + \ldots + n_e^n\, e^{-n\lambda t} + \ldots\right) dt \qquad (22)$$

où n_e est le taux d'acquisition par porte de mesure et compteur. Cette distribution (22) conduit, au premier ordre en n_e, à un temps moyen $\langle t \rangle$ (à partir de la formule (16)) :

$$\langle t \rangle = \frac{1}{\lambda}\left(1 - \frac{n_e}{4}\right). \qquad (23)$$

Si $n_e = 0{,}1$ l'effet (2,5 %) est considérable et se détecte immédiatement au cours de la prise de données.

Ce fonctionnement est néanmoins testé avant chaque période de mesure en observant un spectre d'événements issus d'une source radioactive de longue période, donc répartis uniformément à l'échelle de τ_μ (bruit blanc). La Figure 15 montre la distribution de ces événements avec et sans réjection des multiples. Elle confirme le fonctionnement de la réjection pour une proportion de portes de mesure supérieure à $1-\varepsilon$, où $\varepsilon = 5 \times 10^{-5}$. Les détails de cette mesure sont présentés dans l'annexe 5. L'erreur correspondante sur τ_μ serait, pour $n_e = 0{,}1$, de $1{,}2 \times 10^{-5}$. Cet effet, s'il existe, est contenu dans la mesure globale de l'effet de taux (voir paragraphe IV suivant), en contribuant à a selon :

$$a_0 = n_e\, \varepsilon. \qquad (24)$$

b) Résolution temporelle finie

Deux événements (triples), séparés par un intervalle de temps inférieur à la résolution temporelle T_R de la chaîne électronique, ne sont pas déclarés "multiples" (voir Figure 1 du chapitre 1) - et distordent la mesure selon :

$$dn_e(t) \propto e^{-\lambda t}\left[1 - n_e\left(1 - e^{-T_R}\right) e^{-\lambda t}\right]^{-1} dt. \qquad (25)$$

La mesure du temps de résolution T_R est présentée dans l'annexe 5. Il est toujours inférieur à 30 ns, et pour une si faible valeur, la formule (25) se développe selon :

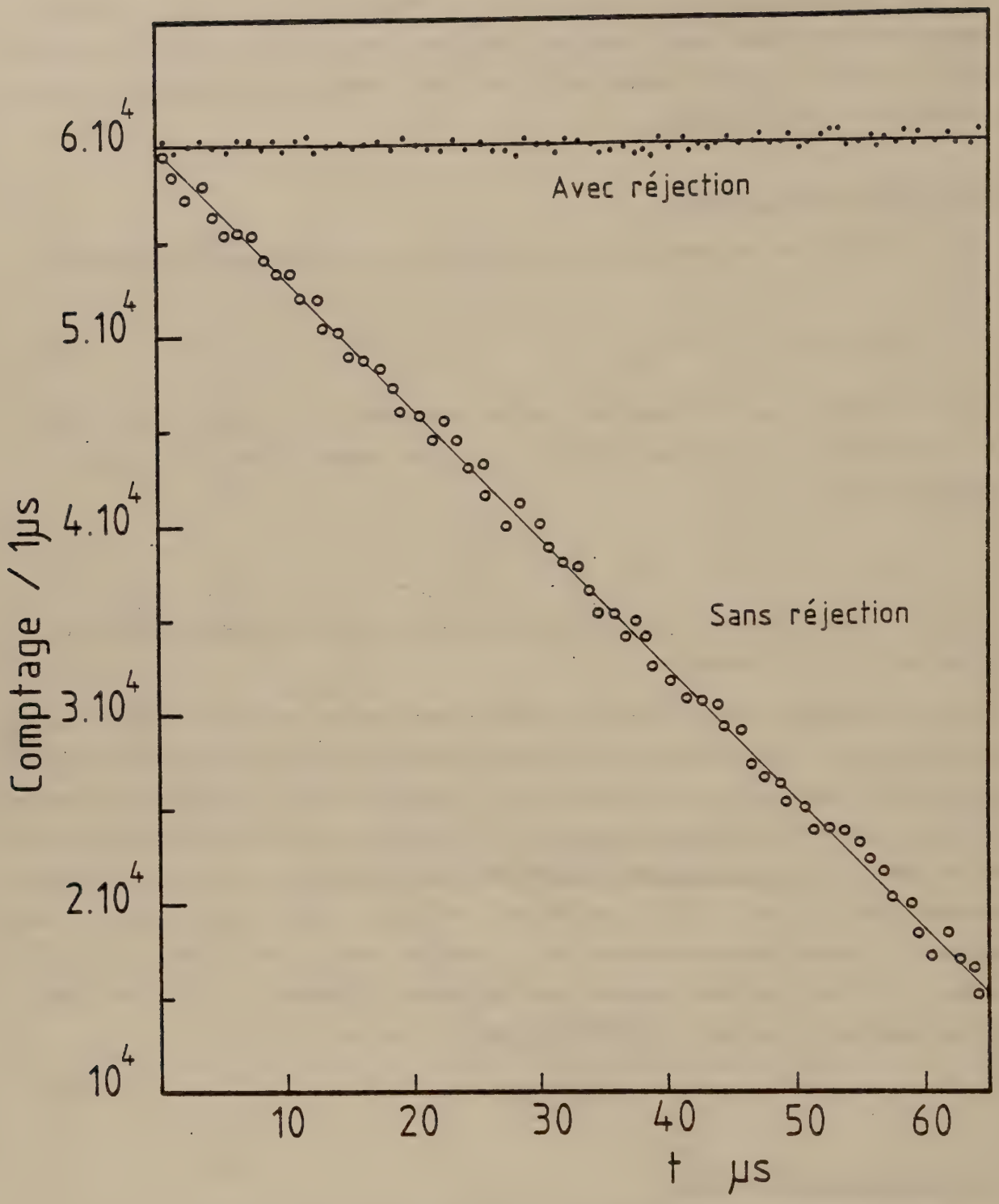


Figure 15 - Exemple de mesure d'un bruit blanc, avec et sans réjection des événements multiples, pour un taux d'acquisition n_e = 1,49 par compteur et par porte de 65 µs.

$$dn_e(t) \propto e^{-\lambda t} (1 + a_1 e^{-\lambda t}) dt \qquad (26)$$

avec : $a_1 = \lambda . T_R . n_e .$

La correction relative sur <t> est alors de l'ordre de 10^{-4} pour $n_e = 0,1$. Les termes non linéaires ne contribuent que pour quelques 10^{-8} et peuvent être négligés.

II. DISTORSION DUE A LA COINCIDENCE TRIPLE

L'arrêt d'un chronomètre est normalement réalisé par un événement triple. Il se peut toutefois qu'un événement qui ne déclenche pas la coïncidence triple (événement simple ou double) *cache ou simule* un événement triple. En effet les chaînes électroniques traitent ces événements comme les autres jusqu'au circuit de coïncidence. Ce traitement occupe les circuits pendant un certain temps, et provoque deux types d'effets : coïncidences fortuites et occultation par temps mort.

a) Coïncidences fortuites

La largeur de coïncidence T_C n'est pas infiniment étroite, si bien que des événements indépendants et non corrélés peuvent simuler un événement de triple coïncidence, qu'il ne faudrait pas comptabiliser, et qui rajoute des événements non souhaités. La distorsion est alors identique à celle de la formule (26), mais avec :

$$a_2 = r_2 \cdot \lambda \cdot T_C \cdot n_e \qquad (27)$$

et :

$$r_2 = \sum_{i \neq j \neq k = 1}^{3} \frac{(C_i - C_{ij})(C_{ij} - C_{ijk})}{C_{ijk}^2}$$

où C_i, C_{ij}, C_{ijk} sont respectivement les taux de comptage en coïncidences simple, double et triple des compteurs du télescope. Les mesures de T_C et r_2 décrites dans l'annexe 5 conduisent à une valeur de T_C inférieure à 30 ns et à une valeur de r_2 inférieure à 0,2. L'effet relatif sur <t> vaut encore environ 10^{-4} pour $n_e = 0,1$.

b) Temps mort

Une dernière contribution du type de a_1 et a_2 provient des discriminateurs associés à chaque scintillateur, et est notée a_3. Les discriminateurs sont soumis aux taux des "simples" qui ne donnent pas tous des coïncidences triples.

L'existence de temps mort dans la réponse des discriminateurs peut faire qu'un événement non triple occulte un "bon" triple le suivant de près. Il y a là une perte de comptage qui se traduit par une valeur a_3 :

$$a_3 = - r_3 \cdot \lambda \cdot T_M \cdot n_e$$

avec (28)

$$r_3 = \sum_{i \neq j \neq k=1}^{3} \frac{C_i - C_{ijk}}{C_{ijk}}$$

où C_i et C_{ijk} ont été définis au paragraphe a) précédent, et T_M est le temps mort en question. Les mesures de r_3 et T_M (voir annexe 5) conduisent à T_M inférieur à 10 ns et r_3 de l'ordre de 1,5. L'effet relatif sur <t> est encore de l'ordre de 10^{-4} pour $n_e = 0,1$.

III. EFFET DÛ A LA "FATIGUE" DES PHOTOMULTIPLICATEURS

Pendant l'impulsion de faisceau, les photomultiplicateurs subissent des taux élevés et peuvent accuser une "fatigue" dont l'effet serait encore sensible au début de la porte de mesure. Il en résulterait une perte de comptage conduisant à une augmentation de la vie moyenne mesurée. Cet effet a été étudié et trouvé négligeable dans les conditions de l'expérience. Notons toutefois que si un tel effet existe, il se traduit par une correction proportionnelle au taux d'acquisition, et est pris en compte dans la méthode de détermination expérimentale des corrections de taux qui va être décrite.

IV. MESURE DE L'EFFET DE TAUX GLOBAL

L'importance des différents effets proportionnels au taux d'acquisition décrits précédemment rend leurs mesures nécessaires afin de *corriger* les temps de vie bruts. Le principe de cette mesure est basée sur la *proportionnalité* de cette correction avec le taux : il suffit de comparer les temps de vie mesurés pour deux taux différents. D'après la formule (21), la distorsion $\Delta\tau$ s'écrit en effet :

$$\Delta\tau = \frac{\tau . a}{4}$$

avec

$$a = a_0 + a_1 + a_2 + a_3 + a_4 = n_e \cdot T \cdot \lambda$$

$$T = \frac{\varepsilon}{\lambda} + T_R + r_2 T_C + r_3 T_M + T_F \qquad (29)$$

où les notations sont celles des paragraphes précédents (a_4 et T_F prenant en compte l'effet de "fatigue" discuté au paragraphe III ci-dessus). L'effet global est entièrement caractérisé par T dès que n_e est connu.

La mesure de T est effectuée en comparant le temps de vie obtenu au taux normal de fonctionnement, $n_e = 0,1$, avec celui associé à une valeur $n_e \simeq 0,5$. Cette augmentation du taux n'est possible que pour la mesure de τ_{μ^+}, car la mesure est alors réalisée avec un faisceau incident de π^+ (voir chapitre 7) dont le flux n'est pas maximal pour $n_e = 0,1$. La validité de la méthode repose alors sur l'indépendance de T par rapport aux conditions de faisceau (π^+ ou μ^-, faible ou fort taux), c'est-à-dire sur celle de r_2 et r_3 (formules (27) et (28)). Toutes les mesures de r_2 et r_3, pour les différentes conditions expérimentales possibles, montrent des variations n'induisant qu'une distorsion inférieure à 10^{-5} sur les temps de vie extrapolés à $n_e = 0$ (voir annexe 5). La *justesse* de la méthode de mesure de T est donc assurée à un niveau de précision suffisant.

La mesure "globale" de l'effet de taux, par variation de n_e est, bien entendu, plus *sûre* que l'estimation obtenue à partir des paramètres de l'électronique, car elle prend en compte *tous* les effets possibles. De plus sa précision, de nature essentiellement statistique comme résultant d'une mesure de temps de vie, peut être rendue beaucoup plus petite que celle des mesures des paramètres de l'électronique, beaucoup plus délicates (voir annexe 5), en particulier pour T_M. Dans la pratique, l'effet de taux est remesuré à chaque période expérimentale, si bien que toute variation de réglage électronique (hautes tensions, seuils,...) par rapport à la mesure précédente est automatiquement prise en compte.

Chapitre 5

LE BRUIT DE FOND

Les détecteurs ne sont pas uniquement sensibles aux électrons de désintégration des muons arrêtés dans l'hydrogène. Ils détectent aussi deux types de bruit de fond :

1. Celui qui provient d'événements non liés à la désintégration de muons, mais néanmoins associés au faisceau (dus essentiellement aux neutrons qui l'accompagne), auxquels il convient de rajouter les événements des rayons cosmiques.

2. Celui de la désintégration des muons stoppés dans les matériaux autres que l'hydrogène.

Dans ce chapitre nous présentons les corrections qu'il faut apporter aux distributions temporelles mesurées avant de calculer les temps de vie. Le bruit de fond non lié aux muons est de même nature et presque identique pour les mesures de τ_{μ^+} et τ_{μ^-}. Par contre l'effet des muons arrêtés hors de la cible est différent : disparition avec un taux de capture plus élevé pour les μ^-, effet de polarisation pour les μ^+. Ce chapitre ne traite que le cas des μ^-. Les effets de polarisation sont présentés au chapitre 7.

I. BRUIT NON LIÉ AUX MUONS

1. Cosmiques

Ce bruit est bien entendu réparti *uniformément* dans la porte de mesure, et sa soustraction ne présente aucune difficulté : son niveau moyen est déterminé à partir des événements très retardés obtenus entre deux impulsions de faisceau, lorsque le signal de désintégration a disparu. Il est ensuite soustrait au contenu des premiers canaux de la porte de mesure qui servent au calcul du temps de vie. Son niveau (voir Figure 14 du chapitre 4) est 10^{-4} de celui des électrons de désintégration pour un taux d'acquisition $n_e = 0,1$.

2. Composante variant lentement

L'étude du bruit de fond entre deux impulsions de faisceau dans les trois portes du système BDT (Bruit Dependant du Temps, voir chapitre 3, paragraphe IV) a permis de mettre en évidence une autre composante décroissant lentement après l'impulsion de faisceau, avec un taux λ_B, selon :

$$b(t) = b\, e^{-\lambda_B t}. \qquad (30)$$

Cette composante apparaît de façon très nette dans les événements "simples" (voir Figure 14 du chapitre 4). Elle est due aux neutrons produits par le faisceau et thermalisés avec une constante de temps $\tau_B = 1/\lambda_B$, dans les matériaux du dispositif expérimental, et dont les γ de capture sont détectés par les scintillateurs. Son comportement est pratiquement exponentiel. Les γ de capture donnent un bruit important d'événements "simples" mais produisent difficilement des coïncidences triples, car d'une part ils sont neutres et d'autre part leur énergie est pour la plupart inférieure aux 9 MeV réclamés par l'ensemble des trois seuils des compteurs d'un télescope.

L'étude des caractéristiques de ce bruit de fond peut donc se faire avantageusement en observant les taux en "simple". Il restera à connaître l'amplitude du bruit en triple coïncidence. Si les contenus des trois portes retardées sont P_1, P_2 et P_3, on a :

$$\begin{aligned} P_1 &= x + y \\ P_2 &= x + y\, e^{-\lambda_B \theta} \\ P_3 &= x + y\, e^{-2\lambda_B \theta} \end{aligned} \qquad (31)$$

où x est le niveau commun de cosmiques et y celui du bruit dépendant du temps. θ est la largeur commune des trois portes valant 81,92 µs. En posant :

$$\begin{aligned} a &= e^{-\lambda_B \theta} \\ r &= P_1 - P_2 \\ s &= P_2 - P_3 \end{aligned} \qquad (32)$$

on obtient :

$$a = \frac{s}{r} \quad \text{et} \quad \sigma^2(a) = \frac{P_1\, s^2 + P_2 (r+s)^2 + P_3\, r^2}{r^4}$$

soit :

$$\tau_B = \frac{1}{\lambda_B} = -\frac{\theta}{\text{Log } a}$$

$$\sigma(\tau_B) = \frac{\sigma(a)}{a} \cdot \frac{\theta}{(\text{Log } a)^2} \qquad (33)$$

Le tableau 2 détaille les résultats des mesures de τ_B effectuées. On trouve finalement :

(34) $\tau_B = (161{,}1 \pm 1{,}3)$ µs.

Tableau 2

Détail des mesures de τ_B (système BDT "en simple" sur les compteurs 2 des télescopes)

Période	P_1	P_2	P_3	τ_B (µs)
avril 79	1315979	959143	741526	165.7 ± 3.0
juin 79	2665448	1938923	1504813	159.1 ± 2.0
sept 79	1479343	1023762	749887	161.0 ± 2.3
Σ	5460770	3921928	2996226	161.1 ± 1.3

Les données BDT peuvent aussi être analysées en distinguant les types de faisceau utilisé : μ^- ou π^+. On trouve alors :

(35) $\tau_B(\mu^-) = (160{,}0 \pm 1{,}8)$ µs
$\tau_B(\pi^+) = (168{,}4 \pm 3{,}9)$ µs.

Ces deux valeurs sont en parfait accord. De même la valeur, moins précise, de τ_B déterminée à partir des coïncidences triples reste en accord avec (34). En effet :

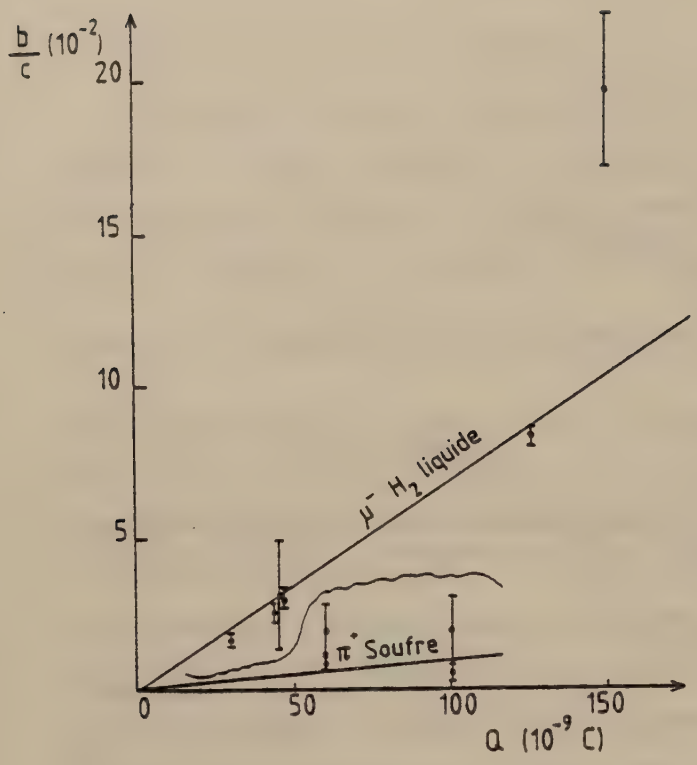
$$\tau_B(\text{triple}) = (190 \pm 40) \text{ µs.} \qquad (36)$$

La valeur finalement retenue pour τ_B est (34).

Deux méthodes permettent de déterminer indépendamment le niveau relatif $\frac{b}{n}$ de ce bruit de fond par rapport au signal des électrons de désintégration au début de la porte de mesure. La première minimise le χ^2 des événements retardés (entre 32 µs et 64 µs) des distributions temporelles en supposant leur distribution de la forme :

$$b(t) = \frac{b}{n} e^{-\lambda_B t} + \frac{c}{n} \qquad (37)$$

où $\frac{c}{n}$ est le niveau relatif des cosmiques. La seconde méthode ajuste le contenu des portes BDT (en coïncidences triples) pour trouver $\frac{b}{c}$, puis calcule $\frac{b}{n}$ à partir du contenu de la distribution temporelle dans la porte de mesure. Ces deux méthodes supposent τ_B égal à (34). La Figure 16 représente les variations de $\frac{b}{c}$ en fonction de la charge Q portée par chaque impulsion du faisceau d'électrons primaires. La variation linéaire de $\frac{b}{c}$ avec Q confirme que, pour des conditions de géométrie et de faisceau données, le bruit BDT est corrélé au faisceau



d'électrons : on corrobore ainsi l'hypothèse associant ce bruit aux neutrons rapides produits pendant l'impulsion. D'ailleurs la valeur (34) du temps de vie τ_B est en très bon accord avec celles habituellement trouvées [28] pour les temps de thermalisation de neutrons rapides dans des matériaux hydrogénés de même type que nos scintillateurs.

Figure 16 - Variation de $\frac{b}{c}$ en fonction de la charge Q du faisceau d'électrons (par impulsion) (voir annexe 11, tableau A.13).

3. Test du bruit de fond "cible vide"

Les mesures précédentes ne portent que sur le bruit de fond retardé (t > 32 μs). Il faut vérifier qu'il a le même comportement dans la première partie de la porte de mesure, là où se trouvent les événements de désintégration des muons. Pour cela on a effectué une série de mesures "cible vide" pour lesquelles le faisceau de μ^- s'arrête principalement dans les parois de cuivre. La capture étant alors très rapide (τ_{Cu} = 166 ns), les μ^- ont pratiquement disparu 1 μs après la fin de l'impulsion de faisceau. Il ne reste ainsi que le bruit de fond. La Figure 17 montre la distribution temporelle alors mesurée.

Le reliquat d'événements observés est *parfaitement* interprété à partir du bruit de fond précédemment décrit *et* des muons stoppés dans le cuivre ou ressortant pour atteindre les compteurs d'électrons. *Aucune* composante de temps de vie intermédiaire (5 à 30 μs) du bruit de fond n'apparaît, qui ne serait pas vue dans les mesures BDT.

La méthode de soustraction du bruit de fond variant selon :

$$b(t) = \frac{b}{n} e^{-\lambda_B t} + \frac{c}{n} \qquad (37)$$

est détaillée et testée dans l'annexe 10.

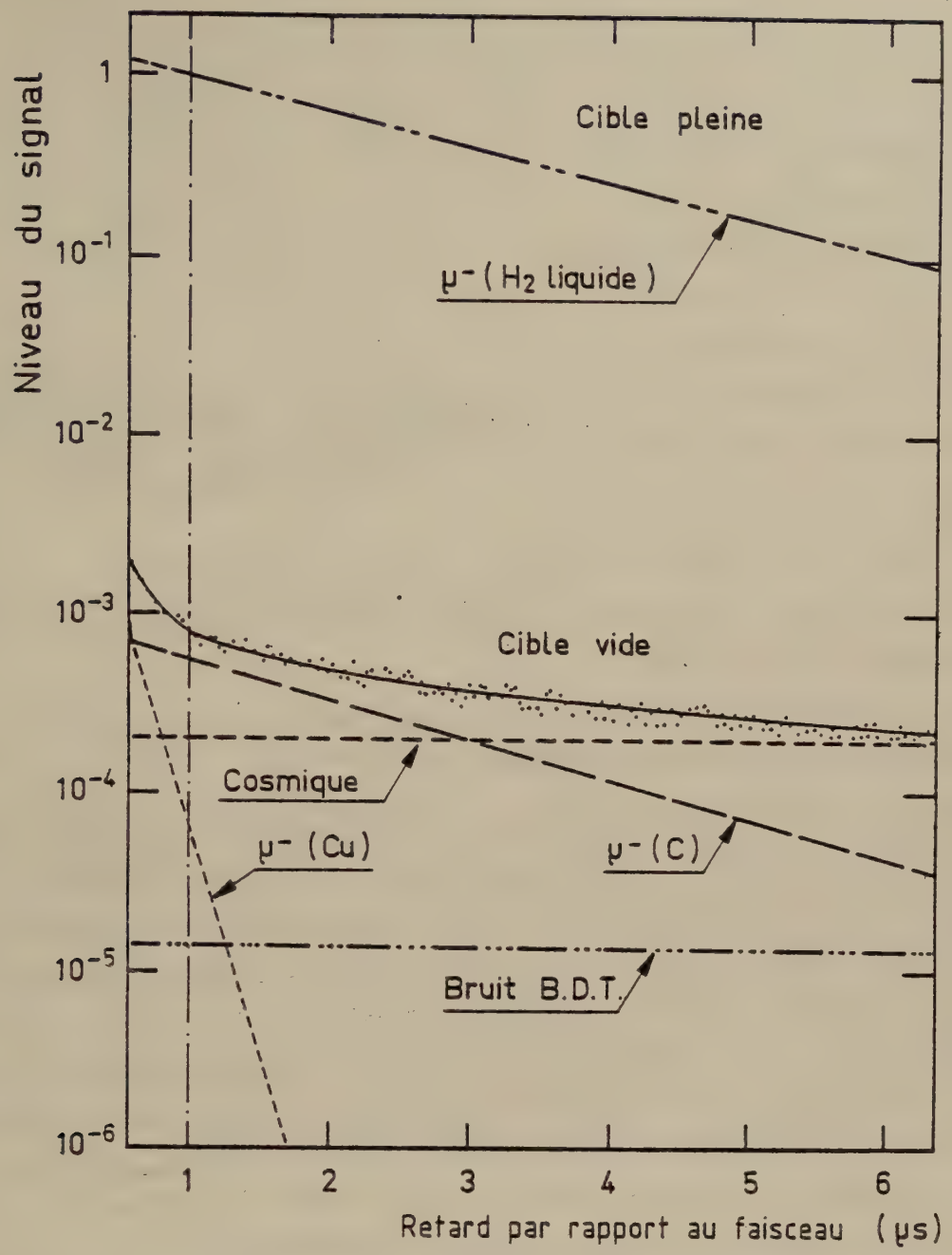


Figure 17 - Distribution temporelle des événements cible vide

II. μ^- ARRETES A L'EXTERIEUR DE L'HYDROGENE

Le niveau du signal des μ^- ne stoppant pas dans l'hydrogène est également vérifié par des mesures "cible vide". Pour recentrer la courbe de parcours en l'absence d'hydrogène, ou bien l'impulsion des muons incidents est réduite (voir annexe 1, Figure A3), ou bien l'épaisseur du modérateur est augmentée. La Figure 18 précise la distribution des μ^- arrêtés lorsque la cible est pleine ou vide.

Une composante parasite d'amplitude ε (au temps t=0, comparée à "cible pleine") et de temps de vie τ' introduit dans la mesure de τ_{μ^-} une erreur :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \varepsilon\,(x^2-x) \qquad x = \frac{\tau'}{\tau_{\mu^-}}. \tag{38}$$

Les résultats obtenus en réduisant l'impulsion ou en épaississant le modérateur sont identiques. La composante du cuivre ($\tau' = 166$ ns) est trouvée à un niveau $\varepsilon_{Cu} = 6 \times 10^{-5}$ pour un retard R de 1 µs par rapport à l'impulsion de faisceau. La distorsion associée vaut donc :

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)_{Cu} = 4 \times 10^{-6}. \qquad (39)$$

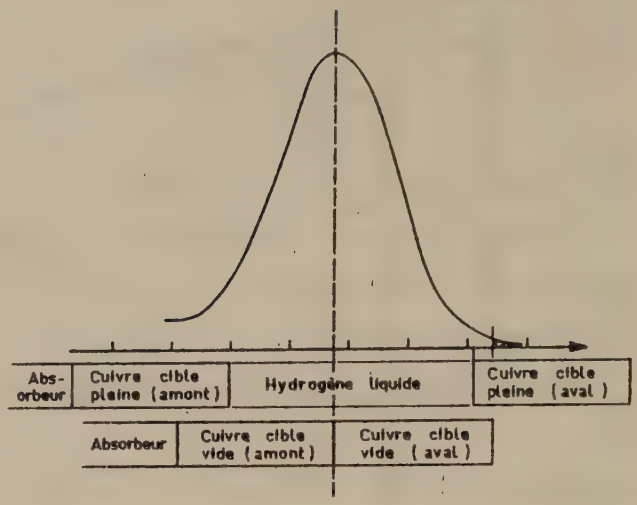


Figure 18 - Centrage des courbes de parcours dans les cas cible pleine et cible vide.

Cette valeur est bien entendu une limite supérieure de l'effet, car la proportion ε_{Cu} mesurée "cible vide" est bien plus grande que lorsque la cible est pleine (voir Figure 18).

Finalement ces données "cible vide" ont été analysées de la même façon que les données "cible pleine", le bruit cosmique et BDT étant soustrait et la composante du cuivre négligée. Les événements résiduels ont une vie moyenne $\tau' = (1920 \pm 60)$ ns, compatible avec des μ^- stoppés dans le carbone des scintillateurs, et une amplitude relative à "cible pleine" de $\varepsilon = 3 \times 10^{-4}$. L'erreur correspondante est 4×10^{-5}. Cependant la distribution des muons stoppés à *l'extérieur* des parois de la cible (partie hachurée de la Figure 18) est beaucoup plus grande "cible vide" que "cible pleine". Il faut donc réduire l'effet précédent. L'étude des courbes de parcours (Figure A3 de l'annexe 1) montre que le facteur de réduction est supérieur à 5, ce qui donne finalement :

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)_C \leq 8 \times 10^{-6}. \qquad (40)$$

L'effet des μ^- arrêtés à l'extérieur de l'hydrogène est donc tolérable.

Chapitre 6

LE MUON NEGATIF DANS L'HYDROGENE LIQUIDE ET SES INTERACTIONS AVEC LES IMPURETES

Dans l'hydrogène, la formation d'atomes muoniques μp n'est pas définitive. La présence d'impuretés provoque le transfert irréversible du muon de l'atome μp aux noyaux Z pour former des atomes μZ. Le taux de capture du muon devient alors beaucoup plus grand. Cet effet est d'autant plus important que les taux de transfert sont très élevés, ce qui nécessite une très grande pureté de l'hydrogène. Le but de ce chapitre est l'étude des contaminations tolérables des impuretés pour que la distorsion sur le taux de capture soit inférieure à 1 %. Le cas particulier de l'hydrogène liquide, avec formation de la molécule pμp qui arrête les phénomènes de transfert, est comparé à celui de l'hydrogène gazeux.

I. FORMATION DE L'ATOME μp ET DE LA MOLECULE pμp

Les processus subis par le μ^- dans l'hydrogène ont été étudiés depuis de nombreuses années. Une revue de détail en est donnée par les ouvrages [29 et 30]. Nous résumons ici les résultats principaux (sans donner les références des travaux) :

1. Formation de l'atome μp

La formation de l'atome μp s'effectue en moins d'une nanoseconde selon les étapes suivantes :

- décélération puis thermalisation du μ^- incident ;
- capture atomique par un proton : formation d'un atome μp dans un état excité ;
- cascade vers l'état fondamental 1s, dont les états hyperfins (J=0 et 1) sont peuplés statistiquement.

L'atome muonique μp alors formé est un petit objet neutre (200 fois la taille d'un neutron, 200 fois plus petit qu'un atome d'hydrogène) qui peut sans difficulté pénétrer les nuages électroniques des atomes environnants et s'approcher des noyaux voisins. Les collisions avec les autres protons de la cible provoquent la transition hyperfine triplet (J=1) vers singlet (J=0), avec une vitesse proportionnelle à la densité de la cible. Pour une pression supérieure à 10 bar, cette transition est pratiquement instantanée , et c'est "a fortiori" le cas dans le liquide. La bonne connaissance des populations hyperfines est *capitale* car les taux de capture dépendent très fortement du spin total J de l'atome μp (voir chapitre 12). On a en effet :

$$\begin{aligned} &\text{singlet} : \lambda_S \simeq 670\ s^{-1} \\ &\text{triplet} : \lambda_T \simeq 12\ s^{-1}. \end{aligned} \qquad (41)$$

2. Formation de la molécule pμp

Une description très détaillée de la molécule pμp est présentée dans la thèse de G. Bardin [25]. Ce paragraphe en donne les points essentiels.

Dans l'hydrogène à haute densité, et en particulier dans le liquide, les collisions des atomes μp avec les autres protons conduisent aussi à la formation du complexe moléculaire [pμp - p]. La μ-molécule pμp est constitué de deux protons liés de manière "covalente" par le muon. Elle porte une charge +1, et du point de vue stérique ressemble à un gros deuton. Elle se lie à un troisième proton, pour former alors une molécule "classique" du type HD. Le taux λ_{pp} de formation de pμp à la densité de l'hydrogène liquide ($4{,}26 \times 10^{22}$ *atomes* par cm^3) a été mesuré par différents groupes, et la moyenne des résultats obtenus vaut :

$$\lambda_{pp} = (2{,}3 \pm 0{,}2)\ 10^6\ s^{-1} \qquad (42)$$

qui correspond à un temps moyen de formation de 400 ns. La molécule pμp possède deux états liés de nombres quantiques orbitaux L=0 (état para) et L=1 (état ortho). L'état para est l'état fondamental, et l'état ortho est à une énergie d'excitation de 148 eV. La formation de pμp se fait essentiellement dans l'état ortho. Le taux de transition λ_{OP} vers l'état para étant faible, la contamination par l'état para a jusqu'ici toujours été négligée. L'importance de ce point sera discutée au chapitre 11.

Les taux de capture dans les états ortho et para se calculent de façon très précise en fonction de λ_S et λ_T (41) selon :

$$\text{ortho} : \lambda_{OM} = 2\,\gamma_{OM}\left(\frac{3}{4}\lambda_S + \frac{1}{4}\lambda_T\right)$$
$$\text{para} : \lambda_{PM} = 2\,\gamma_{PM}\left(\frac{3}{4}\lambda_T + \frac{1}{4}\lambda_S\right) \qquad (43)$$

où γ_{OM} et γ_{PM} sont les rapports des recouvrements des fonctions d'onde du muon et du proton dans pμp et μp. Les valeurs théoriques de λ_{OM} et λ_{PM} sont (voir chapitre 12) :

$$\lambda_{OM} \simeq 510\ s^{-1}$$
$$\lambda_{PM} \simeq 200\ s^{-1}. \qquad (44)$$

Pour les conditions expérimentales que nous avons définies (impulsion de 3 μs, retard de la mesure de 1 μs, hydrogène liquide) la proportion de muons capturés dans l'état μp est inférieure à 10^{-3}. On peut donc considérer que seules les molécules pμp interviennent dans la définition du taux de capture expérimental (la distorsion de λ_{OM} due à λ_S est inférieure à 0,1 s^{-1}, soit moins de 10^{-3}).

II. REACTIONS DE TRANSFERT AUX IMPURETES

Les collisions des atomes μp avec les noyaux d'impureté Z conduisent au transfert [30] et [31] :

$$\mu p + Z \rightarrow \mu Z + p\ . \qquad (45)$$

Cette réaction est *irréversible*, car l'énergie de liaison du μ^- dans un atome μZ est toujours supérieure à celle de μp. Les taux de transfert sont en général très élevés : le tableau 3 donne les valeurs de ceux qui ont été mesurés. Après la réaction (45), aucun nouveau transfert à une autre impureté n'est plus possible : l'atome μZ n'est plus neutre et ne peut plus approcher les noyaux avoisinnants. La population *parasite* μZ ne disparaît donc que par désintégration ou capture du μ^-. Les taux de capture du muon par le noyau Z (voir tableau 3) devenant très grand lorsque Z augmente, la distorsion de la mesure finale peut être très importante.

Dans la molécule pμp, l'environnement direct du muon n'est plus neutre. Les seuls transferts possibles sont donc ceux qui ont eu lieu *avant* la formation de pμp, pendant les 400 ns où en moyenne le μ^- reste lié dans l'atome μp. Ainsi, dans l'hydrogène liquide, la population μZ cesse rapidement d'être alimentée, et son effet peut être considérablement réduit si on commence la mesure avec un retard R suffisant : les temps de vie des μ^- liés dans un atome μZ (voir tableau 3) sont bien plus brefs que celui dans pμp, et très rapidement la seule source survivante est pμp.

Tableau 3

Taux de transfert et de capture pour différentes impuretés. Concentrations maximales tolérables.

Les impuretés citées sont celles pour lesquelles des mesures existent.

Z est le numéro atomique,

λ_{pZ} le taux de transfert $\mu p + Z \rightarrow \mu Z + p$,

λ_{cZ} le taux de capture $\mu + Z \rightarrow (Z-1) + \nu_\mu$,

$\tau_{\mu^- Z}$ le temps de vie de l'atome $\mu^- Z$,

$c_Z^{\mu p}$ la concentration maximale dans l'hydrogène gazeux à 10 bars et 0°C,

$c_Z^{p\mu p}$ la concentration maximale dans le liquide (formation de pμp).

Les concentrations représentent le rapport du nombre de noyau Z au nombre de protons. Elles correspondent à une distorsion de 1 % sur λ_S (dans le gaz) ou λ_{OM} (dans le liquide), et tiennent compte d'une impulsion de 3 μs de large et d'un retard à la mesure de 1 μs.

Impureté	Z	$\lambda_{pZ} \times 10^{-11}$ (s^{-1}) [30]	λ_{cZ} [33] (s^{-1})	$\tau_{\mu^- Z}$ [33] (ns)	$c_Z^{\mu p}$	$c_Z^{p\mu p}$ ($\times 10^{-9}$)	
						$\lambda_{pp} = 1{,}89 \times 10^6\ s^{-1}$	$\lambda_{pp} = 2{,}30 \times 10^6\ s^{-1}$
^{3}He	2	$< 10^{-2}$	2200	2185	$6{,}8 \times 10^{-5}$	2100×10^{-9}	5000×10^{-9}
^{4}He	2	$< 10^{-2}$	370	2195	$3{,}5 \times 10^{-4}$	2200×10^{-9}	5400×10^{-9}
C	6	< 0,6	37100	2032	$5{,}4 \times 10^{-8}$	$5{,}3 \times 10^{-9}$	$6{,}5 \times 10^{-9}$
Ne	10	< 1,2	2×10^5	1526	$4{,}3 \times 10^{-9}$	$1{,}1 \times 10^{-9}$	$1{,}4 \times 10^{-9}$
Ar	18	< 3,5	$1{,}3 \times 10^6$	570	$1{,}9 \times 10^{-9}$	$1{,}4 \times 10^{-9}$	2×10^{-9}
Kr	36	< 6,9	$7{,}0 \times 10^6$ (*)	134 (*)	$9{,}6 \times 10^{-10}$	$3{,}7 \times 10^{-9}$	$8{,}3 \times 10^{-9}$
Xe	54	< 10,0	$11{,}0 \times 10^6$ (*)	27 (*)	$6{,}6 \times 10^{-10}$	$2{,}9 \times 10^{-9}$	$6{,}8 \times 10^{-9}$

(*) non mesuré : estimation

Dans les expériences utilisant l'hydrogène gazeux, les atomes μp voisins des parois peuvent diffuser vers celles-ci, et le μ^- est alors immédiatement transféré à un noyau de la paroi. Ce problème n'existe pas dans l'hydrogène liquide lorsque tous les muons sont sous forme pμp. Ces transferts aux parois sont même faibles dans l'état μp, car la mobilité dans l'hydrogène liquide est plus petite et la densité de muons stoppés près des parois plus faible que dans le cas de l'hydrogène gazeux. C'est pourquoi la population μCu est due uniquement aux muons stoppés *directement* dans les parois (voir chapitre précédent). Un calcul de la proportion (dans l'hydrogène liquide) d'atomes μCu formés par transfert montre qu'elle ne vaut que 10^{-4} de la population μCu totale, et qu'elle est donc négligeable.

III. CALCUL DES NIVEAUX D'IMPURETES TOLERABLES

Un calcul a été effectué pour déterminer les contaminations maximales tolérables en impureté Z. Il est décrit dans l'annexe 6 (programme POPULATION), et son principe est de calculer les différentes populations muoniques, schématisées sur la Figure 19, en fonction du temps dans les conditions de la mesure.

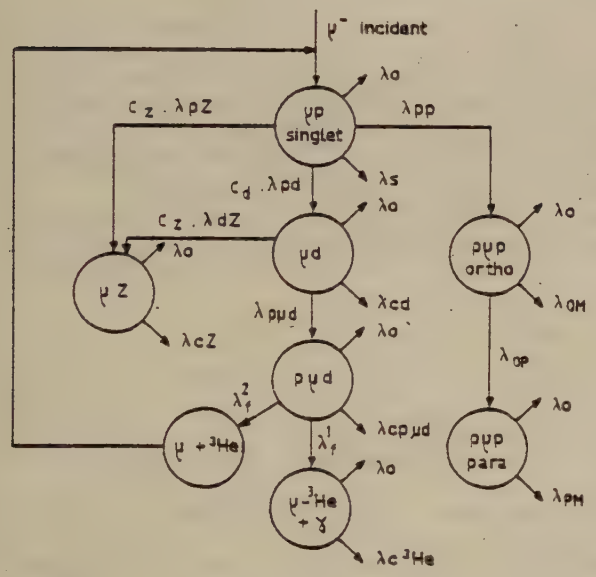


Figure 19 - Effet des impuretés dans l'hydrogène (voir annexe 6).

Le tableau 3 en donne les résultats sous forme de concentrations c_Z maximales (par rapport au nombre d'*atomes* d'hydrogène) pour que la mesure de λ_{OM} (dans l'hydrogène liquide) ou de λ_S (hydrogène gazeux à 10 bars) ne comporte qu'une distorsion inférieure à 1 % (ce qui correspond à $1{,}1 \times 10^{-5}$ sur τ_{μ^-}). Le calcul des valeurs c_Z tient compte d'une largeur d'impulsion de 3 μs et d'un retard de mesure de 1 μs. Le cas du deutérium, comme impureté, est très particulier, et est traité au paragraphe suivant.

Les valeurs c_Z obtenues sont relatives au trois cas suivant : i) hydrogène gazeux à 10 bars ; ii) hydrogène liquide avec $\lambda_{pp} = 1{,}89 \times 10^6\ s^{-1}$; iii) hydrogène liquide avec $\lambda_{pp} = 2{,}3 \times 10^6\ s^{-1}$. Soulignons que ces résultats ont été obtenus en prenant les hypothèses les plus *pessimistes* pour les taux de transfert et supposent la solubilité à 100 % des impuretés dans l'hydrogène liquide. On constate que :

i) pour des impuretés de Z élevé, l'hydrogène liquide est plus avantageux que le gaz ;

ii) pour les valeurs de λ_{pp} couramment retenues il faut assurer, dans l'hydrogène liquide, une contamination inférieure à 10^{-9} ;

iii) les éléments les plus "dangereux" sont ceux de Z intermédiaire, comme le néon (voir Figure 20).

Ces résultats nous ont amenés à tester expérimentalement l'effet du néon en *mesurant* le taux de capture dans de l'hydrogène contaminé par moins de 10^{-8}, puis par 13 ppm de néon. Cette mesure est décrite dans l'annexe 7 et montre que les concentrations $c_Z^{p\mu p}$ du tableau 3 sont au moins six fois plus faibles que nécessaire. Elles donnent donc une marge de sécurité confortable.

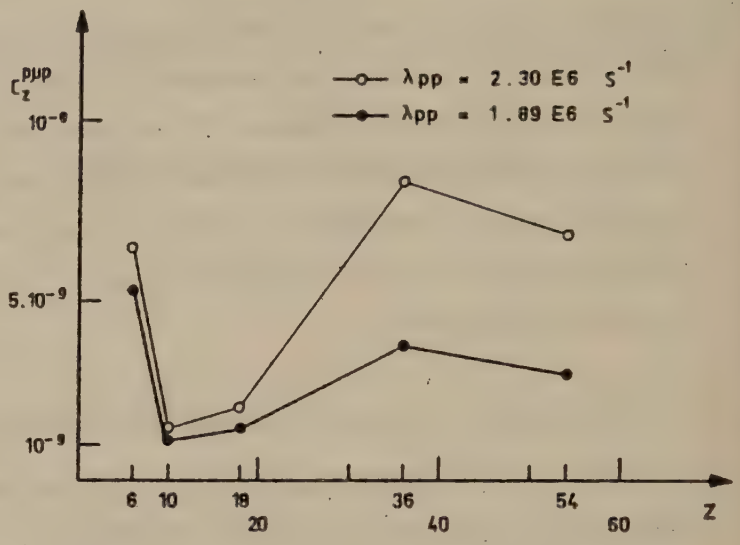


Figure 20 - Concentrations maximales tolérables dans l'hydrogène liquide (d'après le tableau 3).

IV. EFFET DU DEUTERIUM

L'inconvénient de la présence de deutérium dans l'hydrogène est que des μ^- se retrouvent liés à des noyaux d'hélium-3, fabriqués par fusion du proton et du deuton d'une molécule $p\mu d$. Les étapes qui conduisent à la formation d'hélium-3 sont les suivantes (les ouvrages [30 et 34] détaillent ces processus) :

1. Formation d'atomes μd

De même que pour les autres impuretés, les collisions $\mu p + d$ conduisent à un transfert irréversible :

$$\mu p + d \rightarrow \mu d + p \qquad (46)$$

dont le taux λ_{pd} a fait l'objet de nombreuses mesures qui ont pour valeur moyenne :

$$\lambda_{pd} = (1{,}0 \pm 0{,}1)\ 10^{10}\ s^{-1} \qquad (47)$$

en parfait accord avec les estimations théoriques. L'atome μd formé possède deux états hyperfins D (doublet, $J = \frac{1}{2}$) et Q (quadruplet, $J = \frac{3}{2}$), peuplés statistiquement. Les collisions entre cet atome μd et les protons du milieu provoquent la transition hyperfine $Q \rightarrow D$, dont le taux λ_d est trouvé faible par les calculs théoriques. Mais une récente mesure [32] indique une valeur $\lambda_d = (5{,}5 \pm 0{,}5)\ 10^6\ s^{-1}$, non négligeable.

2. Formation de molécules pμd

Les collisions de l'atome μd avec les protons de la cible peuvent aussi conduire à la formation de molécules pμd, avec un taux $\lambda_{p\mu d}$. La moyenne des mesures expérimentales de ce taux vaut :

$$\lambda_{p\mu d} = (6{,}0 \pm 0{,}2)\ 10^6\ s^{-1}. \qquad (48)$$

Le temps moyen de formation de pμd est donc très bref (≃ 200 ns). La molécule pμd possède quatre états liés, dont la description est présentée dans l'annexe 8.

3. Fusion de pμd

L'inconvénient essentiel de la molécule pμd est d'être le catalyseur de la fusion du proton et du deuton donnant de l'hélium-3 selon :

$$p\mu d \rightarrow \mu^3He + \gamma \qquad (\lambda_f^1) \qquad (49)$$

$$p\mu d \rightarrow {}^3He + \mu \qquad (\lambda_f^2) \qquad (50)$$

La fusion (49) est particulièrement gênante car le μ^- reste *lié* à l'hélium-3, et est capturé avec un taux $\lambda_{c\,^3He} = 2550\ s^{-1}$ [33], très différent de λ_{OM}. Par contre la fusion (50) libère et "recycle" le μ^- par formation d'un atome μp : l'effet résultant de ce recyclage est alors largement négligeable (inférieur à 1 ‰ sur λ_{OM}). Les taux de fusion ont été mesurés [34] en supposant que les atomes μd "parents" sont statistiquement répartis entre les états D et Q. Les valeurs trouvées sont :

$$\lambda_f^1 = (0{,}256 \pm 0{,}012)\ 10^6\ s^{-1}$$

$$\lambda_f^2 = (0{,}049 \pm 0{,}010)\ 10^6\ s^{-1}. \qquad (51)$$

Si la population initiale des atomes μd est considérée, dans cette mesure, comme pure D, les résultats (51) doivent être divisées par un facteur 2,18 (voir annexe 8).

4. Distorsion induite par la contamination de deutérium

Si l'on calcule (avec le programme POPULATION précédemment utilisé) l'effet des 100 ppm de deutérium d'une cible d'hydrogène purifié "commercial", pour les valeurs des taux définis précédemment, on trouve que le taux de capture mesuré augmente environ d'un *facteur deux*. Il est donc important de *réduire* la concentration de deutérium pour obtenir une distorsion la plus petite possible. L'élimination du deutérium ne peut être réalisé par filtrage de l'échantillon d'hydrogène utilisé : la séparation des deux isotopes doit avoir été réalisée

a priori le mieux possible. Nous avons donc utilisé de l'hydrogène ne contenant que $c_d = (2,7 \pm 0,1)$ ppm de deutérium (*protium*), fourni par le Département des Radioisotopes du CEN Saclay. Cette contamination a régulièrement été controlée par spectrométrie de masse, et trouvée constante sur les cinq ans de la mesure. Il a d'ailleurs été possible de vérifier cette valeur en mesurant le taux des γ de fusion issus de la réaction (49). Cette mesure est décrite dans l'annexe 9 et a conduit à $c_d = (2 \pm 2)$ ppm, en parfait accord avec la détermination précédente.

Les incertitudes sur les différents taux intervenant dans le calcul de la distorsion induite par le deutérium rendent son calcul (à l'aide du programme POPULATION) trop incertain. C'est pourquoi nous avons *mesuré* cette distorsion en comparant le taux de capture pour $c_d = (2,7 \pm 0,1)$ ppm à celui mesuré avec de l'hydrogène contenant (92 ± 1) ppm de deutérium. L'extrapolation du taux de capture à concentration de deutérium nulle a l'avantage d'être alors pratiquement *indépendante* des paramètres du calcul (voir annexe 8) : si $\lambda_c(c_d)$ est le taux de capture mesuré en présence d'une concentration c_d de deutérium, on vérifie que le rapport r :

$$r = \frac{\lambda_c(2,7 \pm 0,1 \text{ ppm}) - \lambda_c(0 \text{ ppm})}{\lambda_c(91 \pm 1 \text{ ppm}) - \lambda_c(2,7 \pm 0,1 \text{ ppm})} \qquad (52)$$

est indépendant des taux liés à la présence de deutérium, et vaut :

$$r = (4,23 \pm 0,88)\ 10^{-2}. \qquad (53)$$

5. Influence du deutérium sur l'effet des impuretés lourdes

La présence de deutérium influe sur les distorsions résultant de la présence d'impuretés de $Z > 1$. En effet, à partir de l'état μd (comme de l'état μp) les réactions de transfert

$$\mu d + Z \rightarrow \mu Z + d \qquad (54)$$

sont possibles. Les taux de transfert λ_{dZ}, dont une mesure existe, sont énumérés dans le tableau 4. Pour une concentration de deutérium égale à 2,7 ppm, l'effet des transferts (54) a été calculé par le programme POPULATION, en variant les paramètres liés à la présence du deutérium. Pour l'élément le plus dangereux, le néon, une variation de 10^{11} s^{-1} du taux λ_{dNe} ne change la distorsion due à des contaminations de 10^{-9} de néon que d'une valeur relative égale à 2×10^{-3} par rapport au cas sans deutérium. Ainsi les limites supérieures des concentrations tolérables d'impuretés lourdes (tableau 3) restent parfaitement valables.

Tableau 4

Taux de transfert λ_{dZ} [30]

Impureté	Z	$\lambda_{dZ} \times 10^{-11}$ (s^{-1})
^3He	2	$< 10^{-2}$
^4He	2	$< 5 \times 10^{-4}$
N	7	< 1.0
Ne	10	< 1.8
Ar	18	< 1.0
Kr	36	< 2.6
Xe	54	< 4.7

Chapitre 7

LES EFFETS DE POLARISATION

Le nombre d'électrons de désintégration d'énergie $\varepsilon.E_{max}$ (où $E_{max} \simeq 52$ MeV est l'énergie maximale) émis dans une direction $\vec{u}$ est proportionnel à :

$$e^{-\lambda t}\left[1 - \frac{1-2\ \varepsilon}{3-2\ \varepsilon}\vec{P}.\vec{u}\right] \qquad (55)$$

où $\vec{P}$ est la polarisation de la source de muons. Si la détection est uniforme dans toutes les directions, le terme $\vec{P}.\vec{u}$ disparaît. Mais notre dispositif ne couvre pas un angle solide de 4π, et une distorsion de la distribution temporelle mesurée, par rapport à une exponentielle, peut apparaître si le vecteur $\vec{P}$ varie avec le temps :

1. la direction de la polarisation peut varier par *précession* du spin autour d'un champ magnétique ;
2. l'amplitude de la polarisation peut décroître (*dépolarisation*).

Dans le cas de μ^- stoppés dans l'hydrogène liquide, la polarisation s'annule très rapidement à la suite des collisions entre les atomes μp et les protons du milieu, avec transfert du μ^- d'un proton à un autre [35]. Très rapidement (en moins de 2 ns) seul l'état hyperfin J=0 (singlet) subsiste (voir chapitre 6), qui a "oublié" toute polarisation initiale. Cet effet a été confirmé par la mesure de la polarisation résiduelle [36] de μ^- dans l'hydrogène liquide : elle est trouvée compatible avec zéro.

Dans le cas de μ^+, plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour réduire les effets de polarisation :

1. obtention d'une source de μ^+ non polarisés par la désintégration isotrope de π^+ stoppés dans une cible. La durée de vie courte des π^+ (26 ns) garantit alors que tous les π^+ sont désintégrés (en μ^+) avant la mesure ;

2. utilisation d'une cible de soufre pour dépolariser rapidement [26] les muons du faisceau qui proviennent de la désintégration en vol des π^+ ;

3. réduction du champ magnétique résiduel (essentiellement le champ terrestre).

Pour ce dernier point l'expérience a montré que l'utilisation d'écrans magnétiques (mu-métal) est dangereuse, car des μ^+ stoppés dans ces écrans occasionnent des effets incontrolables. Pour la plupart des données le champ magnétique a été compensé par des bobines de Helmoltz. Mais il est difficile d'obtenir une compensation parfaite dans toutes les régions du dispositif où des μ^+ risquent de s'arrêter. C'est pourquoi la discussion qui suit tend à montrer que l'effet de précession peut être suffisamment réduit, même en présence d'un champ magnétique résiduel de l'ordre de grandeur du champ terrestre.

I. CALCUL DES EFFETS DE PRECESSION

Par symétrie de révolution la polarisation des μ^+ est, au moment où ils sont stoppés, dirigée suivant l'axe du faisceau. Si un muon polarisé est arrêté sur l'axe du dispositif et précesse autour d'un champ magnétique, on peut calculer la distorsion temporelle introduite. Elle apparaît de façon différente dans les six télescopes, créant une asymétrie des valeurs de τ_{μ^+} autour de l'axe du dispositif. La Figure 21 montre cette asymétrie pour des muons stoppés au centre d'une cible de carbone dans un champ magnétique de 5 gauss, créé par des bobines de Helmoltz dans la direction du champ terrestre. La courbe représente le calcul de l'effet correspondant à une polarisation de 80 %, et est en accord avec les points expérimentaux obtenus.

II. EFFET DE PRECESSION DES MUONS DANS LA CIBLE DE SOUFRE

On peut alors calculer l'effet global de précession, sommé sur les six télescopes, pour des muons polarisés à 80 % et arrêtés le long de l'axe du dispositif, dans le champ magnétique terrestre ($\simeq$ 0,5 gauss). La Figure 22 montre que dans la région de la cible l'effet est inférieur à 0,25 ns. En fait la polarisation résiduelle des muons arrêtés dans la cible est inférieure à 1 %, ce qui correspond à une réduction de l'effet juqu'au niveau de 0,005 ns.

Cette réduction de l'effet est mise en évidence expérimentalement sur la Figure 23 qui montre les valeur de τ_{μ^+} dans les différents télescopes pour diverses conditions :

1. faisceau de μ^+ (P = 80 %) arrêtés dans une cible de carbone, avec un champ de 5 gauss ;

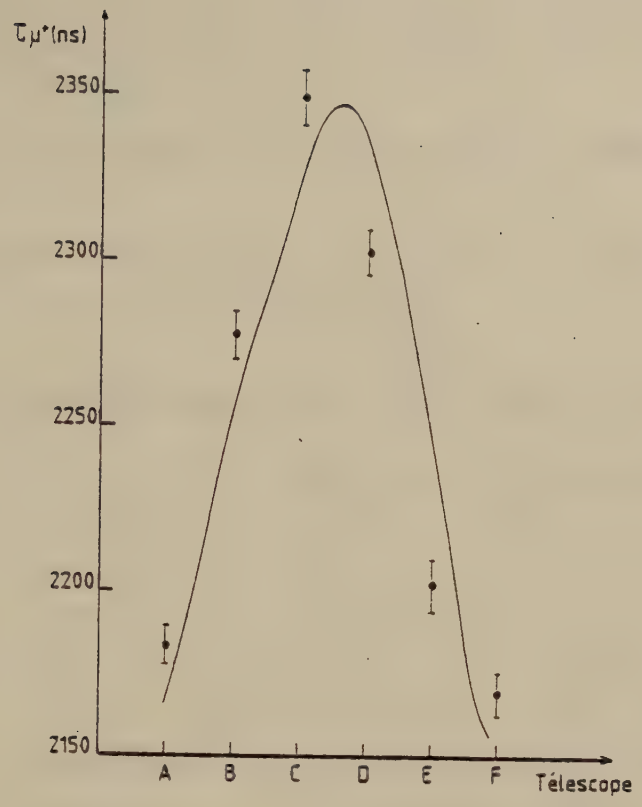


Figure 21 - Asymétries des valeurs de τ_{μ^+} mesurées en arrêtant des μ^+ avant dans une cible de carbone, en fonction des télescopes, le champ magnétique valant 5 gauss, et comparaison avec le calcul.

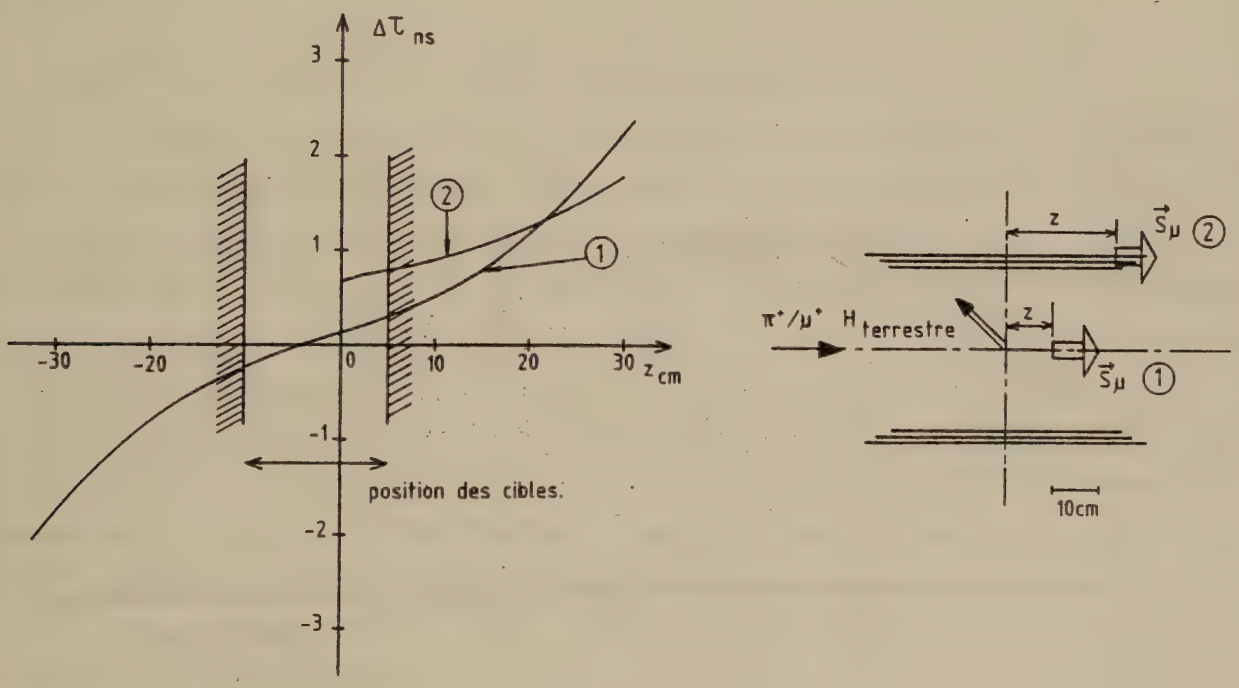


Figure 22 - Effet de la précession du μ^+ (polarisé à 80 %) dans le champ terrestre (0,5 gauss) sur la valeur de τ_μ (somme des six télescopes) en fonction de la position du muon sur l'axe des détecteurs ① ou dans le détecteur ② (moyenné sur une impulsion de faisceau de 3 μs).

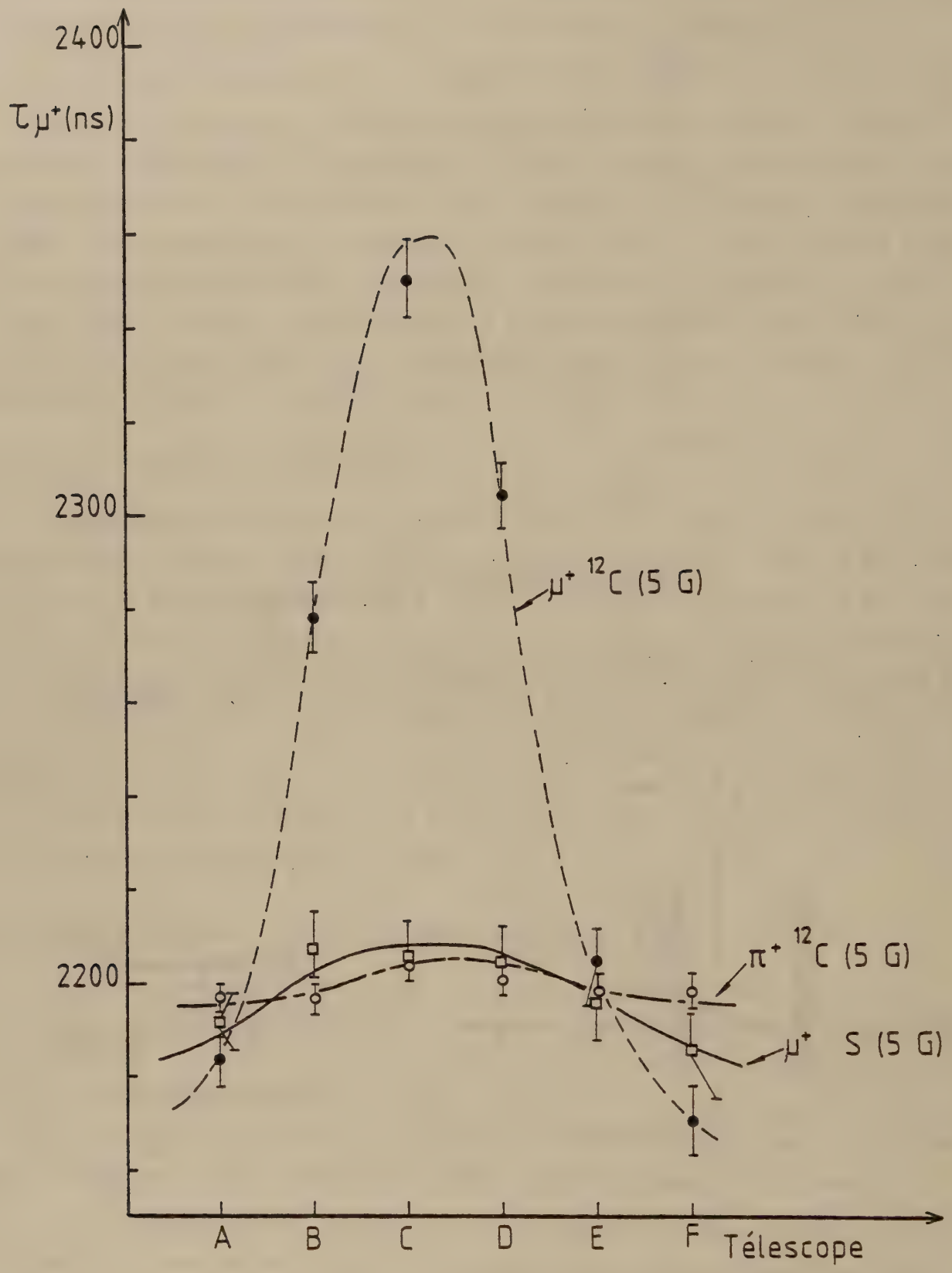


Figure 23 - Asymétries des valeurs τ_{μ^+}, pour un faisceau de μ^+ avant et de π^+, un champ magnétique de 5 gauss et une cible de soufre ou de carbone. Les courbes en pointillées correspondent à un ajustement des points expérimentaux.

2. même faisceau arrêté dans du soufre. L'effet dépolarisant du soufre est au moins d'un facteur 7. (L'effet résiduel étant en fait dû à des muons stoppant en dehors du soufre) ;

3. faisceau de π^+ arrêté dans la cible de carbone. La réduction de l'effet est ici supérieure à 30.

Ces mesures confirment les conclusions précédentes : l'effet de précession des μ^+ dans la cible de soufre est négligeable.

III. EFFET DE PRECESSION DES MUONS ARRETES EN DEHORS DU SOUFRE

Parmi les muons porteurs de polarisation qui accompagnent le faisceau de π^+, certains ont un parcours suffisant pour ressortir de la cible et s'arrêter dans les scintillateurs. Ceux-là ne sont pas dépolarisés. Leur nombre est mesuré en utilisant un faisceau de π^- de même caractéristique que celui de π^+. Les π^- et μ^- stoppés dans le soufre disparaissent rapidement par capture et seuls subsistent au-delà de quelques microsecondes les μ^- arrêtés dans les scintillateurs. Le nombre moyen de ces événements pour l'ensemble des séquences expérimentales est inférieur à 7×10^{-3}. Le calcul de leur effet (Figure 22, courbe (2)) montre que, pour une polarisation de 80 % et une zone d'arrêt située dans 10 cm à l'extrémité des scintillateurs, la distorsion est inférieure à 0,010 ns.

IV. MESURES DE τ_{μ^+} AVEC LA CIBLE D'HYDROGENE LIQUIDE

Trois séries de mesures de τ_{μ^+}, représentent moins de 20 % des données, ont été réalisées avec la cible d'hydrogène liquide. De même les effets de taux d'acquisition sur τ_{μ^-} ont été déterminés dans l'hydrogène liquide. Afin de se protéger contre la précession, un écran de mu-métal de 2 mm d'épaisseur entoure alors la cible et réduit le champ magnétique à moins de 0,01 gauss. L'absence d'effet de précession a été vérifiée à l'aide du faisceau de μ^+ polarisés à 80 % : la comparaison avec les résultats obtenus avec des π^+ n'entraîne qu'une distorsion finale inférieure à 0,030 ns. Une mesure "cible vide" a permis de déterminer l'effet de précession des μ^+ arrêtés dans les parois de cuivre et dans le μ-métal : il est inférieur à 0,025 ns.

V. EFFETS DE DEPOLARISATION

Une diminution de la polarisation résiduelle pendant la mesure peut également, selon (55), fausser le résultat. Le soufre, comme nous l'avons montré, provoque une dépolarisation quasi-totale avant le début de la porte de mesure (son temps de dépolarisation est d'environ 30 ns [26]). Les résultats de mesures

existantes [37] permettent de conclure que les effets de dépolarisation dans l'hydrogène liquide et les scintillateurs sont dans notre cas négligeables. Le seul effet de dépolarisation à craindre est celui des μ^+ arrêtés dans le cuivre. Les expériences [38] ont montré un temps de dépolarisation à basse température de 5 µs. Il en résulte une distorsion sur les mesures de τ_{μ^+} dans la cible de protium. Cet effet ne peut être vu lors des mesures "cible vide", car la température est alors trop haute. Mais un calcul, analogue à celui décrit au paragraphe I, qui tient compte du nombre et de la position d'arrêt des μ^+ dans le cuivre, montre que l'effet est inférieur à 0,045 ns.

Finalement l'incertitude due à la polarisation résiduelle des muons, moyennée sur l'ensemble des résultats est inférieure à 0,020 ns pour les mesures τ_{μ^+}, et à 0,008 ns pour les mesures τ_{μ^-} (cette dernière valeur provient de la détermination de l'effet de taux en π^+).

Partie 3

LES RESULTATS

Chapitre 8

PURETE DE LA CIBLE DE PROTIUM

Ce chapitre décrit l'ensemble des procédures de "nettoyage" et de "remplissage" de la cible, ainsi que de "filtrage" du protium, qui assurent que la contamination en impuretés lourdes ($Z > 1$) est inférieure à 10^{-9} (voir chapitre 6).

I. DISPOSITIF DE REMPLISSAGE

Le dispositif de remplissage de la cible est décrit par la Figure 24. Tous les circuits, cible inclue, peuvent tenir une pression interne de 15 bars. Le protium est initialement contenu dans trois bidons, de volume total de 1 m^3, sous une pressions de 10 bars et à température ambiante. Les mesures de dégazage (voir paragraphes suivants) sont effectuées avec la vanne V_1 fermée. Puis le protium est introduit dans le circuit à travers le filtre (V_1, V_2, V_3 ouvertes, V_4 fermée). Lorsque la cible est remplie, la pression dans le bidon de protium est tombée à 4 bars. Pendant la prise de données, les vannes V_2, V_3 et V_4 sont fermées, si bien que le protium filtré est isolé des bidons. Le système est protégé contre une remontée accidentelle de pression (arrêt du liquéfacteur) par la vanne V_5 qui s'ouvre automatiquement à 11 bars, pour remettre la cible et les bidons en contact. Un mauvais fonctionnement de V_5 conduit à l'ouverture (à 15 bars) de V_6, qui évacue le protium vers l'atmosphère. La vanne V_7 joue le même rôle pour les bidons. A la fin de la prise de données, la cible est rechauffée et le protium renvoyé dans les bidons par l'ouverture de V_4. Finalement les bidons sont re-isolés par V_1.

La cible est une sphère de 24,5 cm de diamètre, dont les parois de cuivre ont 3,5 mm d'épaisseur (voir chapitre 2). Sa surface interne est polie électrolytiquement pour en assurer un bon dégazage. Un filament chauffant est soudé sur

sa face externe. Toutes les tuyauteries et vannes sont métalliques et étuvables. Le filtre au palladium est un alliage argent-palladium. Il est décrit au paragraphe III.

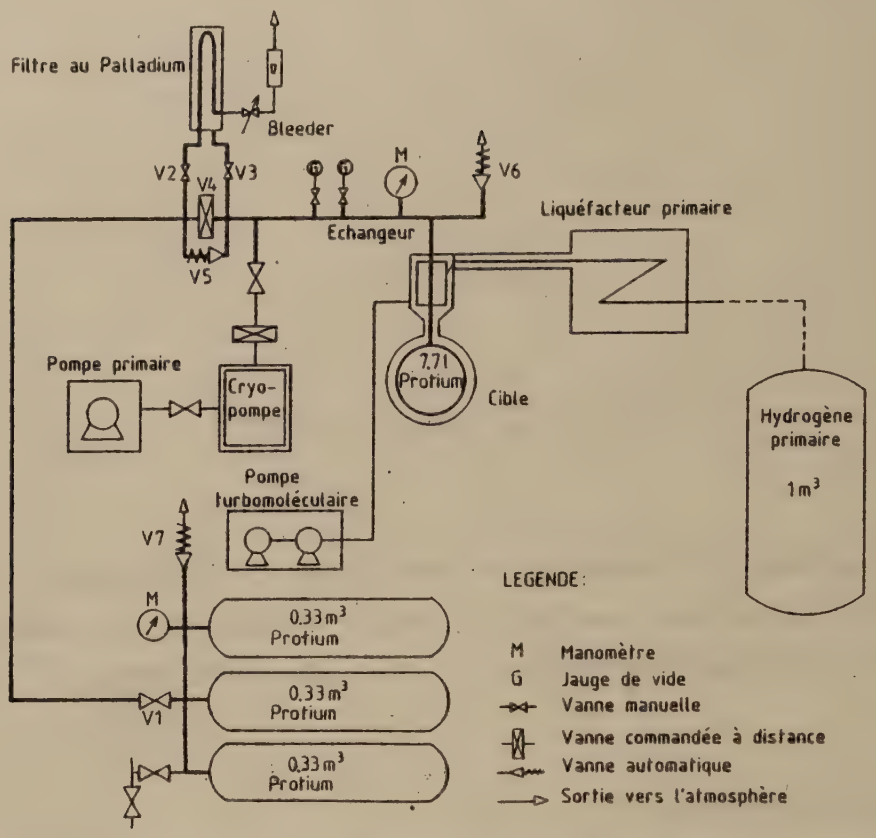


Figure 24 - Circuits de pompage et de remplissage de la cible

La cible est thermiquement isolée dans une chambre à cible, pompée par une pompe turbomoléculaire jusqu'à 10^{-6} torr. la surface externe de la cible est dorée pour réduire les pertes par radiation. Le protium est liquéfié dans un échangeur refroidi par un circuit indépendant d'hydrogène liquide normal, fourni à partir d'un liquéfacteur fonctionnant selon le cycle de Stirling [39], et pouvant absorber juqu'à 50 watt. Cet hydrogène primaire est stocké sous 1,9 bars. Après liquéfaction, il tombe par gravité dans l'échangeur. Les vannes de ce circuit primaire sont controllées automatiquement, et la pression est régulée par une résistance chauffante placée dans la tête du liquéfacteur. La surface de l'échangeur vaut 140 cm^2.

La Figure 25 montre une photographie de l'ensemble du dispositif qui vient d'être décrit.

II. NETTOYAGE DES PAROIS DE LA CIBLE

Les parois de la cible, ainsi que les tuyauteries qui transportent l'hydrogène, contiennent des impuretés gazeuses adsorbées en surface, et pouvant contaminer l'hydrogène. Il faut donc les éliminer avant de remplir la cible.

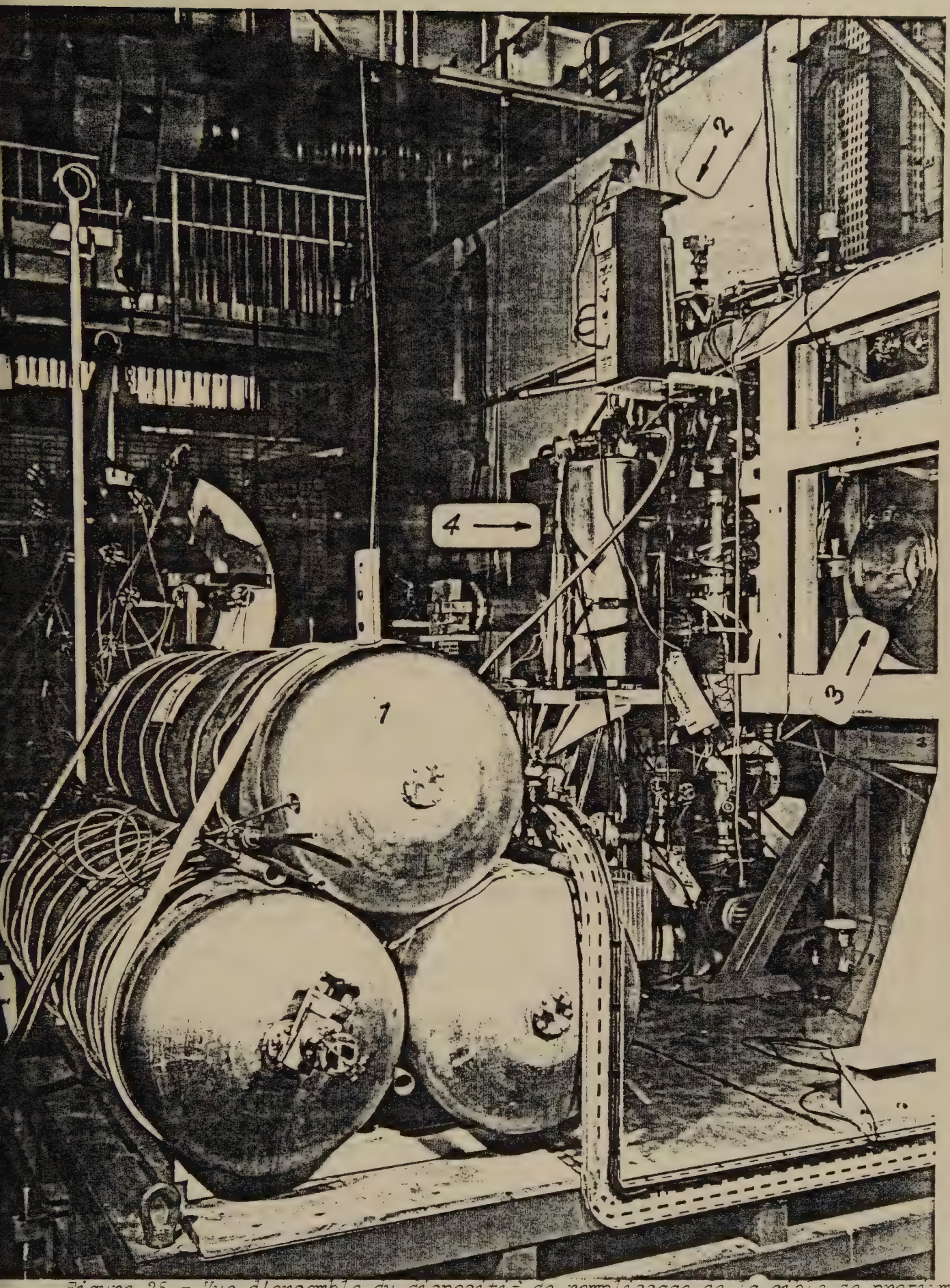


Figure 25 - Vue d'ensemble du dispositif de remplissage de la cible de protium. 1. Bidons de stockage du protium. 2. Filtre au palladium. 3. Chambre à cible. 4. Pompe cryogénique.

C'est pourquoi chaque période expérimentale est précédée par au moins deux semaines d'étuvage sous vide du corps de la cible et des tuyauteries y accédant. Le vide de pompage, réalisé par une cryopompe, est de 10^{-7} torr.

La propreté de la cible est mesurée par la méthode de "remontée de vide" : l'étuvage et le pompage sont coupés, et une jauge de mesure de vide permet de mesurer la remontée de pression provoquée par le dégazage résiduel des parois. A la fin des deux semaines de nettoyage, le dégazage résiduel est une fonction du temps, visualisée sur la Figure 26. C'est l'intégrale de ce dégazage pendant le temps d'acquisition des données (maximum 10 jours) qui doit correspondre à une contamination en impureté inférieure à 10^{-9}. Dans la région asymptotique la valeur de la pente F de la remontée de pression à la température de 25°C est telle que :

$$F \leqslant 6 \times 10^{-7} \text{ torr/10 mn}$$

soit en 10 jours

$$F(10 \text{ jours}) \leqslant 8{,}6 \times 10^{-4} \text{ torr.}$$

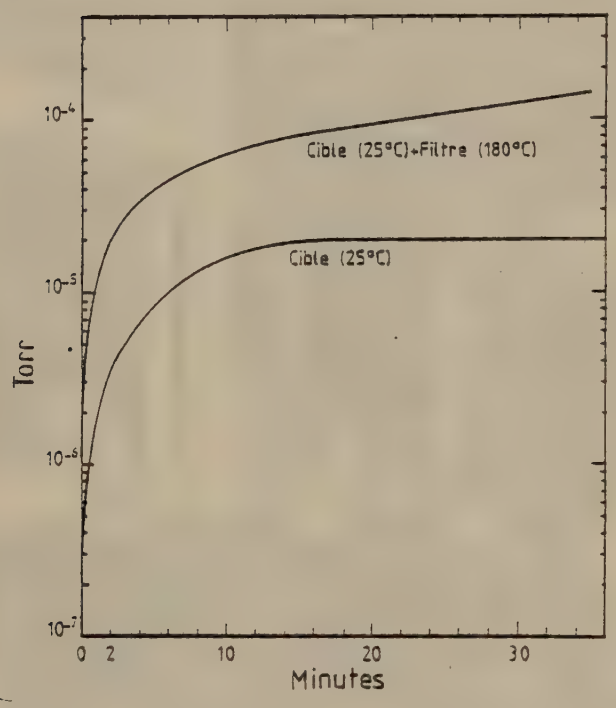


Figure 26 - Courbes de dégazage dans le volume cible.

Une contamination de 10^{-9} atomes d'impureté par rapport aux atomes d'hydrogène, dans une cible de 7,7 ℓ d'hydrogène liquide, correspond à 25°C à une pression de :

$$P(10^{-9}) = 1{,}2 \times 10^{-3} \text{ torr.}$$

Le dégazage résiduel produit donc une contamination inférieure à 10^{-9}. De plus cette valeur est certainement pessimiste, car à la température de l'hydrogène liquide (22 K) le dégazage est encore réduit. Enfin l'analyse au spectromètre de masse de la composition de ce dégazage montre qu'il est composé à plus de 50 % d'hydrogène.

III. NETTOYAGE DE L'HYDROGENE CIBLE

L'hydrogène utilisé pour remplir la cible contient lui-même des impuretés. Ce protium a été analysé de nombreuses fois par spectrométrie de masse et chromatographie. Des traces de néon, oxgygène et azote ont été détectées. Les résultats

de ces mesures ont varié de 200 ppm (en volume) à 20 ppm pour le néon et l'azote dans les échantillons prélevés respectivement avant et après utilisation du protium (chaque filtrage améliorant la pureté). La concentration d'oxygène est restée inférieure à 12 ppm.

Avant d'être liquéfié, le protium traverse un filtre au palladium transparent à l'hydrogène et ses isotopes, mais opaque aux éléments de numéro atomique Z > 1. Ce filtre est constitué d'un tube d'alliage palladium-argent [40] pouvant tenir une pression de 20 bars. Sa transparence à l'hydrogène varie avec la température et la pression entre l'amont et l'aval de la paroi (voir Figure 27). A 280°C et sous une pression de 7 bars le débit d'hydrogène vaut 720 ℓ/heure (TPS).

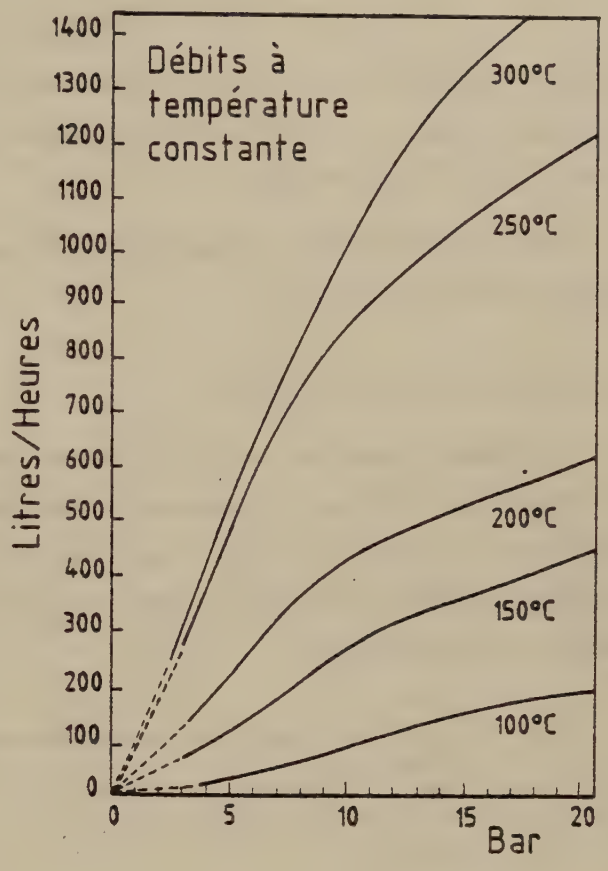


Figure 27 - Transparence du filtre au palladium.

On a d'abord vérifié l'étanchéité du filtre aux gaz autres que l'hydrogène. Après l'avoir "nettoyé" (voir paragraphe IV) et pour 5 bars de néon en amont, le taux de remontée de pression en aval est inférieur à 6×10^{-5} torr/heure. On verra que le remplissage (paragraphe V) dure 15 heures, si bien que les 5 bars de néon induisent 9×10^{-4} torr en aval. Bien entendu cette valeur doit être réduite au niveau de la pression partielle du néon dans l'hydrogène, soit d'un facteur 6×10^{-5}. La transparence résiduelle du filtre au néon n'induit qu'une contamination très négligeable ($\simeq 10^{-13}$). La propreté du protium filtré en impureté Z > 1 est donc assurée à mieux que 10^{-9}.

IV. NETTOYAGE DU FILTRE AU PALLADIUM

Tout comme les parois de la cible, le filtre est susceptible de dégazer des impuretés absorbées. Pendant les deux semaines qui précèdent la mesure, le filtre est étuvé à 180°C (en même temps que la cible). De façon analogue à celle décrite au paragraphe II, la mesure de remontée de pression dans le volume de la cible (la vanne V_3 étant ouverte) permet d'atteindre la contamination due

au dégazage du filtre. On trouve (voir Figure 26) :

$$F \leq 10^{-5} \text{ torr/10 mm}$$

soit en intégrant sur les 15 heures que dure le remplissage

$$F(15 \text{ heures}) \leq 9 \times 10^{-4} \text{ torr}$$

valeur qui correspond à une contamination inférieure à 10^{-9}. De plus l'analyse de ce dégazage au spectromètre de masse y fait apparaître une proportion supérieure à 70 % d'hydrogène.

Les résultats des paragraphes III et IV nous assurent d'un fonctionnement satisfaisant du filtre.

V. REMPLISSAGE DE LA CIBLE

Le remplissage de la cible débute 24 heures avant le début de l'expérience : le refroidissement de l'échangeur (hydrogène primaire liquide-protium) demande 5 heures. Le temps de remplissage de la cible proprement dit dure 10 heures. La Figure 28 décrit l'évolution des pressions de l'hydrogène primaire et du protium pendant ce remplissage.

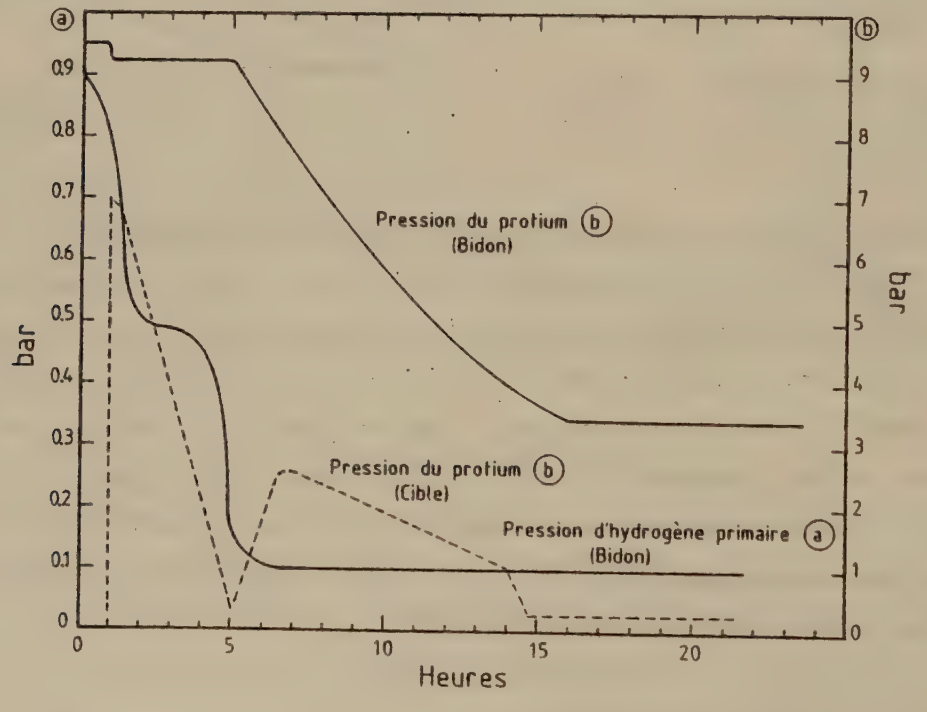


Figure 28 - Les séquences principales sont : [0 ; 1] heures : refroidissement du liquéfacteur primaire ; [1 ; 5] heures : remplissage de l'échangeur en hydrogène primaire ; du protium a été introduit dans la cible pendant les premières 30 mn ; la température du filtre valant alors 150°C ; [5 ; 15] heures : remplissage de la cible en protium liquide ; la température du filtre valant 250°C.

Le système de remplissage décrit permet d'obtenir une cible de 7,7 ℓ d'hydrogène ultra-pur (protium), avec une concentration d'impureté inférieure à 10^{-9}. La cible a été remplie plusieurs fois, et ses caractéristiques ont été trouvées très stables.

Chapitre 9

PROCEDURE D'ACQUISITION DES DONNEES ET METHODE DE CALCUL DES TEMPS DE VIE

Ce chapitre présente l'acquisition et l'analyse des données en énumérant les différentes étapes de la préparation et du déroulement d'une période expérimentale, et en décrivant le principe du calcul des temps de vie.

I. PREPARATION D'UNE PERIODE EXPERIMENTALE

Durant les 15 jours qui précèdent la période expérimentale, les opérations de nettoyage de la cible et du filtre décrites dans le chapitre précédent sont réalisées. Le remplissage occupe la dernière journée avant le début de la mesure.

Parallèlement on procède à la vérification des paramètres de l'électronique : recalage en temps des signaux, réglage des seuils, des hautes tensions, contrôle des temps morts. Les caractéristiques de l'horloge sont vérifiées. Le bon fonctionnement du circuit de réjection des multiples est testé par l'acquisition de bruit blanc.

II. DESCRIPTION D'UNE PERIODE EXPERIMENTALE

En moyenne une période expérimentale dure 10 jours (250 heures de faisceau). Les distributions temporelles sont mesurées au cours de séquences élémentaires de 1 à 4 heures selon le taux d'acquisition. A chacune de ces séquences sont associés six histogrammes correspondant aux distributions temporelles mesurées dans les six télescopes. Chaque histogramme contient environ 3×10^6 événements. A la fin d'une telle séquence ces six spectres sont transférés sur bande magnétique. Les contenus des échelles de comptage (événements dans les télescopes et nombre de portes de mesure) sont relevés pour déterminer le taux moyen d'acquisition n_e par porte et pour chaque télescope, pour la séquence écoulée. Une

analyse préliminaire très rapide (≃ 3 mn) permet de contrôler avec le calculateur (PDP 11) que les six temps de vie associés aux histogrammes restent dans la zone de fluctuation autorisée par la statistique (± 1,2 ns). Elle permet de déceler immédiatement un éventuel non fonctionnement des circuits de réjection des multiples, qui produit un décalage du temps de vie de 50 ns (voir chapitre 4).

La majorité des données est acquise avec un taux $n_e \simeq 0,1$ par porte et par télescope. Mais afin de déterminer la correction de l'effet de taux d'acquisition (voir chapitre 4), des événements à fort taux ($n_e \simeq 0,5$) sont accumulés pendant environ 1/10 du temps. La quantité de données à fort taux est choisie telle que l'incertitude statistique résultant sur la correction de taux vaille le *tiers* de la précision des données à faible taux.

Régulièrement des relevés de taux de comptage en simple, double et triple coïncidence (voir tableau A1 de l'annexe 3) sont réalisés pour contrôler la stabilité des réglages et des paramètres r_1 et r_2 définis au chapitre 4 (formules (27) et (28)).

A la fin de la période expérimentale de 10 jours *tous* les histogrammes, pour un taux n_e donné, sont sommés pour former un *seul* spectre final sur lequel on procèdera à une analyse détaillée après la fin de la mesure. Le taux d'acquisition relatif à ce spectre est déterminé en moyennant les taux de chacun des télescopes dans chaque séquence élémentaire, pondérés par le nombre d'événements dans l'histogramme associé. Ce regroupement des données en un seul spectre caractérisé par un taux n_e moyen est possible grâce à la *linéarité* de l'effet de taux qui permet de "superposer" des résultats successifs sans changer leur forme théorique .

III. DIFFERENTES PERIODES EXPERIMENTALES

Le tableau 5 récapitule les différentes périodes d'acquisition entre 1978 et 1982. Il précise la nature des données acquises et les conditions de fonctionnement de l'accélérateur. Au total on a acquis :

- pour la mesure de τ_{μ^-} : $1,30 \times 10^9$ e^-
- pour la mesure de τ_{μ^+} : $1,25 \times 10^9$ e^+. (56)

IV. ETAPES DE L'ANALYSE FINALE

1. Extraction des temps de vie

Les distributions temporelles ont la forme générale suivante :

$$dn_e(t) = (n\, e^{-\lambda t}\, (1 + a\, e^{-\lambda t}) + b\, e^{-\lambda_B t} + c)\, dt \qquad (57)$$

Tableau 5

Les différentes périodes expérimentales

n°	Date	Données	Cible (*)	durée de l'impulsion de faisceau (μs)	retard de la porte de mesure (μs)	Nombre d'électrons acquis
1	juin 78	τ_{μ^+} et τ_{μ^-}	H_2 liq.	5,0	1,7	τ_{μ^+} : $0,9 \times 10^8$ τ_{μ^-} : $2,0 \times 10^8$
2	déc. 78	τ_{μ^+} et τ_{μ^-}	H_2 liq.	3,0	1,4	τ_{μ^+} : $0,6 \times 10^8$ τ_{μ^-} : $1,2 \times 10^8$
3	avril 79	τ_{μ^-}	H_2 liq.	3,0	1,2	$1,1 \quad 10^8$
4	juin 79	τ_{μ^-}	H_2 liq.	2,7	1,0	$1,1 \times 10^8$
5	juil. 79	τ_{μ^-}	H_2 liq.	2,3	0,8	$4,3 \times 10^8$
6	août 79	τ_{μ^+}	S_1	5,0	1,0	$2,2 \times 10^8$
7	sept. 79	τ_{μ^-}	H_2 liq.	4,5	1,0	$3,3 \times 10^8$
8	mars 81	τ_{μ^+}	H_2 liq.	3,1	0,7	$0,4 \times 10^8$
9	juil.81	τ_{μ^+}	S_1	3,0	1,0	$2,2 \times 10^8$
10	oct. 81	τ_{μ^+} -	S_2	4,3	0,8	$1,5 \times 10^8$
11	fév. 82	τ_{μ^+}	S_3	4,6	0,7	$4,6 \times 10^8$

(*) voir Figures 2, 4 et 5 du chapitre 2.

où . λ est le taux de disparition de la source de μ à mesurer ;

. a est l'effet de taux d'acquisition ;

. b et λ_B sont les niveaux et taux de décroissance du bruit dépendant du temps ;

. c est le niveau de cosmiques.

La détermination de b, λ_B et c a été décrite au chapitre 5. La soustraction des bruits de fond est simple, et est détaillée dans l'annexe 10. La distribution des événements restants vaut :

$$dn_e(t) = n\, e^{-\lambda t}\, (1 + a\, e^{-\lambda t})\, dt \ . \qquad (58)$$

Le principe de la détermination du temps de vie *moyen* $\bar{\tau}$ de cette distribution temporelle est décrit en détail dans l'article [41] de Peierls, concernant la mesure des périodes radioactives. Il se résume au calcul du temps moyen :

$$\langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t\, dn_e(t)}{\int_0^\infty dn_e(t)} \ . \qquad (59)$$

Pour la distribution (58), avec des valeurs de a inférieures à 5×10^{-3} (voir chapitre 4) on obtient :

$$\langle t \rangle = \bar{\tau} = \frac{1}{\bar{\lambda}} = \frac{1}{\lambda} \left(1 - \frac{a}{4}\right) . \qquad (60)$$

L'équivalent de la formule (60) lorsque la distribution est mesurée dans des canaux de largeur Δ et que l'intégration ne s'étend que sur un temps T, correspondant à N canaux, s'écrit :

$$\langle \theta \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} t_i \, n_i}{\sum_{i=1}^{N} n_i} \qquad (61)$$

où t_i est le temps correspondant au *milieu* du canal i :

$$t_i = \left(i - \frac{1}{2}\right) \Delta \qquad (62)$$

et n_i est le contenu du canal i, variant selon :

$$n_i = n_1 \, e^{-\bar{\lambda}.\Delta.(i-1)} . \qquad (63)$$

Le calcul de la formule (61) donne alors :

$$\langle \theta \rangle = \frac{\Delta}{2} \cdot \frac{e^{\bar{\lambda}\Delta} + 1}{e^{\bar{\lambda}\Delta} - 1} - \frac{\Delta . N}{e^{N.\bar{\lambda}.\Delta} - 1} \qquad (64)$$

où le premier terme tient compte de ce que t_i n'est pas le temps moyen de l'exponentielle (63) dans le canal i, et le second terme est la correction due à l'intégration non infinie. L'extraction de $\bar{\lambda}$ se fait en résolvant l'équation (64) par itérations.

Le bon fonctionnement du programme d'analyse a été testé sur des distributions simulées par calculateur, pour différents niveaux de distorsion de taux et de bruit de fond. On a toujours retrouvé le temps de vie injecté à mieux que 10^{-7}. Les détails de ces simulations font l'objet de l'annexe 10.

Soulignons finalement que le point essentiel conduisant à la formule (64) est la variation (63) des comptages dans les canaux. Pour cela il faut que l'efficacité de comptage soit *identique* pour tous les canaux (voir chapitre 3, paragraphe III), c'est-à-dire que la *forme* des canaux soit constante : *ce n'est pas la valeur de Δ elle-même qui importe, mais sa stabilité.*

2. Précision statistique

Le calcul donnant la précision sur $\bar{\tau}$ est également détaillé dans [41]. Il conduit à :

$$\frac{\sigma^2(\bar{\tau})}{\bar{\tau}^2} = \frac{\sigma^2(\bar{\lambda})}{\bar{\lambda}^2} = \frac{a}{S}\left[1 + \frac{B}{S}\left(1-x+\frac{x^2}{3}\right)\left(1 + \frac{T}{T_B}\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2\right)\right]\left[1 + \frac{a}{12}\left(\Delta.\bar{\lambda}\right)^2\right]$$

avec

$$x = \bar{\lambda}.T$$

$$a = \frac{1 - 2\,e^{-x} + e^{-2x}}{1 - (2 + x^2)\,e^{-x} + e^{-2x}}$$

$T = N.\Delta$ = longueur d'intégration de l'analyse

S = intégrale du signal de désintégration dans T

B = intégrale du bruit dans T

T_B = longueur de spectre ayant permis de déduire B.

Les valeurs des expressions entre crochet ainsi que a sont voisines de 1, d'où l'on déduit $\sigma(\bar{\lambda})/\bar{\lambda} \simeq 1/\sqrt{S}$ où S est le nombre total d'événements. On note que pour la largeur $\Delta = 32$ ns des canaux ne conduit qu'à une augmentation relative de l'erreur de 10^{-5}, largement négligeable.

L'expression (65) de l'incertitude montre qu'en présence de bruit de fond il existe une longueur *optimale* T d'analyse, ni trop courte sinon le nombre S d'événements analysés devient trop faible, ni trop longue sinon l'imprécision sur le bruit de fond devient gênante. Dans notre cas, avec un taux d'acquisition $n_e \simeq 0{,}1$ et un niveau relatif de bruit de fond $\frac{c+b}{n}$ en début de mesure de 2 à 4×10^{-4}, on trouve une valeur optimale T comprise entre 15 µs et 20 µs. C'est pourquoi nous avons choisi d'effectuer toutes les analyses avec T = 16 µs, c'est-à-dire sur les 500 premiers canaux des distributions temporelles.

V. CORRECTIONS DE TAUX ET COMBINAISON DES DIFFERENTES PERIODES

La valeur finale des temps de vie τ_{μ^+} et τ_{μ^-} est obtenue par combinaison des résultats des différentes périodes expérimentales, corrigés de l'effet de taux.

1. Mesures de τ_{μ^+}

Pour chaque période expérimentale la correction de taux est déterminée en comparant le temps de vie mesuré à fort taux à une *valeur de référence* $\tau^R_{\mu^+}$ "a priori" arbitraire, mais qui ajustée par *itérations* à la valeur finale du temps

de vie trouvée ($\tau^S_{\mu^+}$), moyenne de toutes les périodes expérimentales. Le résultat d'une période s'écrit donc :

$$\tau_{\mu^+} = \bar{\tau}^+(n_e) + \frac{n_e}{n'_e}\left[\tau^S_{\mu^+} - \bar{\tau}^+(n'_e)\right] \tag{66}$$

où n_e ($\simeq 0{,}1$) et n'_e ($\simeq 0{,}5$) représentent respectivement les valeurs des taux d'acquisition faibles et forts. $\tau^S_{\mu^+}$ est bien entendu obtenu selon :

$$\tau^S_{\mu^+} = \frac{\Sigma \dfrac{\tau_{\mu^+}}{\sigma^2(\tau_{\mu^+})}}{\Sigma \dfrac{1}{\sigma^2(\tau_{\mu^+})}} \tag{67}$$

avec

$$\sigma^2(\tau^S_{\mu^+}) = 1 \;/\; \Sigma \frac{1}{\sigma^2(\tau_{\mu^+})}$$

où les sommations portent sur toutes les périodes expérimentales de mesure de τ_{μ^+}. L'erreur $\sigma^2(\tau_{\mu^+})$ du résultat d'une période s'écrit, d'après (66)

$$\sigma^2(\tau_{\mu^+}) = \sigma^2(\bar{\tau}^+(n_e) + \left(\frac{n_e}{n'_e}\right)^2 \left[\sigma^2(\tau^S_{\mu^+}) + \sigma^2(\bar{\tau}^+_{\mu}(n'_e))\right] \tag{68}$$

où $\sigma^2(\bar{\tau})$ est donné par (65). En toute rigueur $\sigma^2(\tau^S_{\mu^+})$ résulte lui-même d'un calcul itératif. Dans la pratique on le néglige dans un premier temps dans l'expression (68) de $\sigma^2(\tau_{\mu^+})$, et on augmente l'erreur finale alors obtenue sur $\tau^S_{\mu^+}$ en lui ajoutant quadratiquement $\frac{1}{r}$ fois sa propre valeur, où $\frac{1}{r}$ est la valeur moyennée sur toutes les périodes du rapport des taux d'acquisition :

$$\frac{1}{r} = < \frac{n_e}{n'_e} >_{\text{toutes les périodes}} \tag{69}$$

On a vérifé que cette procédure donne pratiquement le même résultat que le calcul exact de $\sigma^2(\tau^S_{\mu^+})$.

2. Mesures de τ_{μ^-}

Plus aucun calcul itératif n'est nécessaire maintenant que $\tau^S_{\mu^+}$ est connu. Pour chaque période où τ_{μ^-} a été mesuré on a :

$$\tau_{\mu^-} = \bar{\tau}^-(n_e) + \frac{n_e}{n'_e}\left[\tau^S_{\mu^+} - \bar{\tau}^+_{\mu}(n'_e)\right]. \tag{70}$$

La combinaison des valeurs de τ_{μ^-} et les formules d'erreur sont identiques au cas de τ_{μ^+}.

3. Remarque sur les erreurs

La combinaison des résultats des différentes périodes selon la formule (67) et le calcul d'erreur supposent que les incertitudes sont essentiellement de nature *statistique*. Ce point sera vérifié au paragraphe IV du chapitre suivant.

Chapitre 10

RESULTAT DES MESURES DE τ_{μ^+} ET τ_{μ^-}

Ce chapitre présente les résultats des analyses des distributions temporelles pour chaque période expérimentale et donne les valeurs finales $\tau^S_{\mu^+}$ et $\tau^S_{\mu^-}$ des vies moyennes. Les corrections de taux sont comparées aux prévisions obtenues à partir des paramètres de l'électronique, pour vérifier que leur comportement est tel qu'il a été prévu au chapitre 4. Enfin la distribution statistique (gaussienne) de tous les résultats est confirmé et prouve la validité des calculs d'erreur. Toutes ces analyses ont été réalisées sur l'ordinateur CDC 7600 de la CISI.

I. MESURES DE τ_{μ^+}

Le tableau 6 donne les valeurs de τ_{μ^+} obtenues pour les différentes périodes expérimentales, ainsi que les caractéristiques des données (taux d'acquisition, niveau de bruit) et les amplitudes des corrections apportées (bruit BDT, effet de taux). Pour chaque période expérimentale, la vie moyenne est calculée après avoir soustrait le bruit de fond dû aux cosmiques et le bruit dépendant du temps (BDT) de la façon présentée au chapitre 5 et détaillée dans l'annexe 11. La valeur finale τ_{μ^+} est corrigée de l'effet de taux d'acquisition par la méthode d'itération décrite au chapitre précédent. On constate que les valeurs des corrections restent faibles (BDT $\leqslant 6 \times 10^{-5}$; taux $\leqslant 4 \times 10^{-4}$) et avec des incertitudes *petites* devant la précision obtenue à chaque période. Les détails des différentes corrections sont précisés dans l'annexe 11.

Enfin les différentes valeurs de τ_{μ^+} sont combinées pour donner la valeur finale $\tau^S_{\mu^+}$

$$\tau^S_{\mu^+} = 2197.078 \pm 0{,}068 \text{ ns} \qquad (71)$$

Tableau 6

Résultats τ_{μ^+}

Période	Nombre d'événements	Taux n_e	Niveau de cosmiques à t=0	Corrections		τ_{μ^+} (ns)	χ^2 (500 pts)
				BDT (ns)	Taux (ns) (***)		
Juin 78 (*)	$0,956 \times 10^8$	0,1178	$1,9 \times 10^{-4}$	- 0,123 ± 0,057	0,435 ± 0,054	2197,136 ± 0,245	524
Dec. 78 (*)	$0,630 \times 10^8$	0,1101	$1,9 \times 10^{-4}$	- 0,000 ± 0,053	0,862 ± 0,071	2197,362 ± 0,297	466
Août 79 (**)	$2,239 \times 10^8$	0,1116	$2,4 \times 10^{-4}$	- 0,011 ± 0,008	0,388 ± 0,048	2197,151 ± 0,159	496
Mars 81 (*)	$0,435 \times 10^8$	0,1336	$1,6 \times 10^{-4}$	- 0,011 ± 0,017	0,306 ± 0,087	2196,945 ± 0,35	513
Juil. 81 (**)	$2,199 \times 10^8$	0,1103	$2,3 \times 10^{-4}$	- 0,013 ± 0,004	0,294 ± 0,052	2196,588 ± 0,162	498
Oct. 81 (**)	$1,476 \times 10^8$	0,1073	$2,3 \times 10^{-4}$	- 0,026 ± 0,031	0,311 ± 0,079	2197,153 ± 0,205	515
Fev. 82 (**)	$4,597 \times 10^8$	0,1042	$2,3 \times 10^{-4}$	- 0,013 ± 0,004	0,249 ± 0,033	2197,213 ± 0,111	503
Somme	$12,532 \times 10^8$					2197,078 ± 0,068	

(*) Cible : H_2 liquide
(**) Cible : soufre
(***) La valeur $\tau^R_{\mu^+}$ de référence vaut 2197,078 ns.

qui est bien entendu égale à la valeur de référence $\tau^R_{\mu^+}$ utilisée pour le calcul de l'effet de taux. L'incertitude sur (71) doit être légèrement augmentée (quadratiquement) pour tenir compte de l'imprécision sur $\tau^R_{\mu^+}$ (voir paragraphe V.1 du chapitre précédent) et du niveau d'erreurs systématiques des effets de polarisation (chapitre 7). On trouve :

$$\begin{aligned} \tau^R_{\mu^+} &\rightarrow \Delta\tau = 0,017 \text{ ns} \\ \text{polarisation} &\rightarrow \Delta\tau = 0,020 \text{ ns} \end{aligned} \qquad (72)$$

et finalement :

$$\boxed{\tau^S_{\mu^+} = 2197,078 \pm 0,073 \text{ ns}} \qquad (73)$$

Cette valeur est en très bon accord avec la "valeur moyenne mondiale publiée" dans l'édition la plus récente de "Review of Particle Properties" [42], et qui vaut :

$$\tau_{\mu^+} \text{ (M.M.)} = 2197{,}120 \pm 0{,}077 \text{ ns} \ . \qquad (74)$$

Les Figures 29 et 30 présentent graphiquement les résultats τ_{μ^+} pour les différentes périodes expérimentales ou pour les différents télescopes. On constate que les résultats restent stables et compatibles au cours du temps. Télescope à télescope un très léger effet d'asymétrie semble subsister, mais à un niveau où, s'il n'est pas statistique mais dû à un effet de polarisation (voir chapitre 7) la distorsion sur la *somme* des compteurs est négligeable. En particulier les valeurs des vies moyennes mesurées dans l'hydrogène liquide et le soufre :

$$\begin{aligned} \tau_{\mu^+} \ (H_2 \text{ liq.}) &= 2197{,}174 \pm 0{,}167 \text{ ns} \\ \tau_{\mu^+} \text{ (soufre)} &= 2197{,}061 \pm 0{,}074 \text{ ns} \end{aligned} \qquad (75)$$

sont en très bon accord.

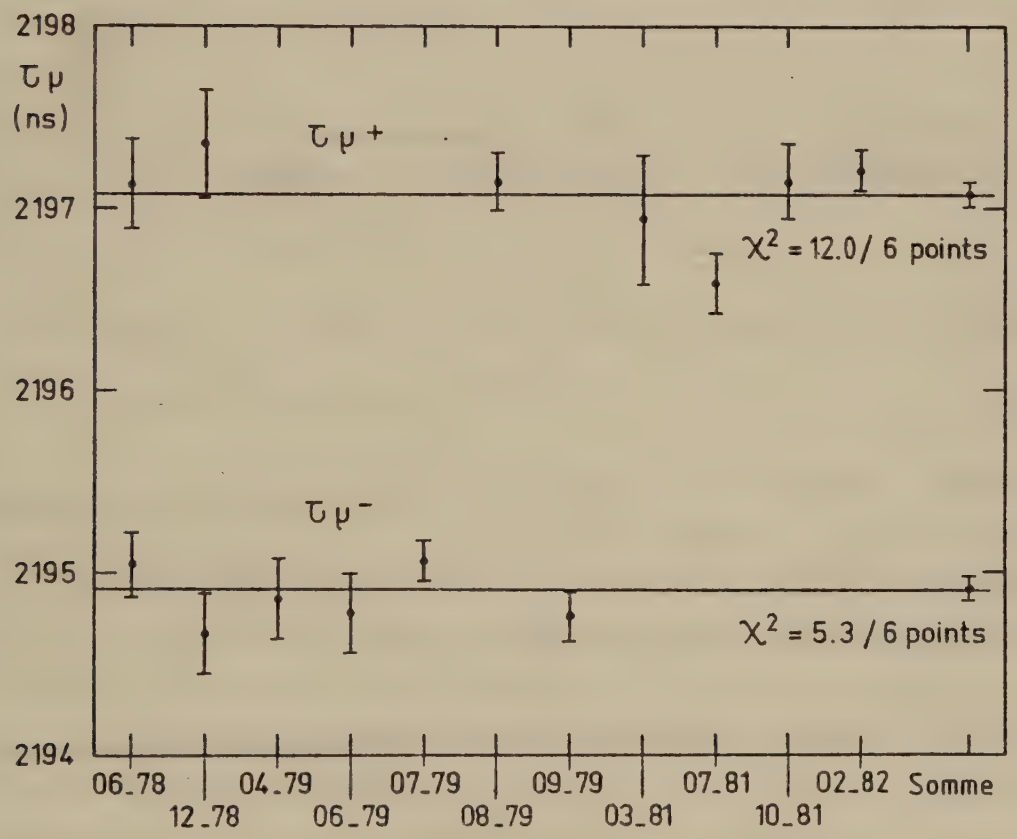


Figure 29 - Résultats τ_{μ^+} et τ_{μ^-} des différentes périodes expérimentales.

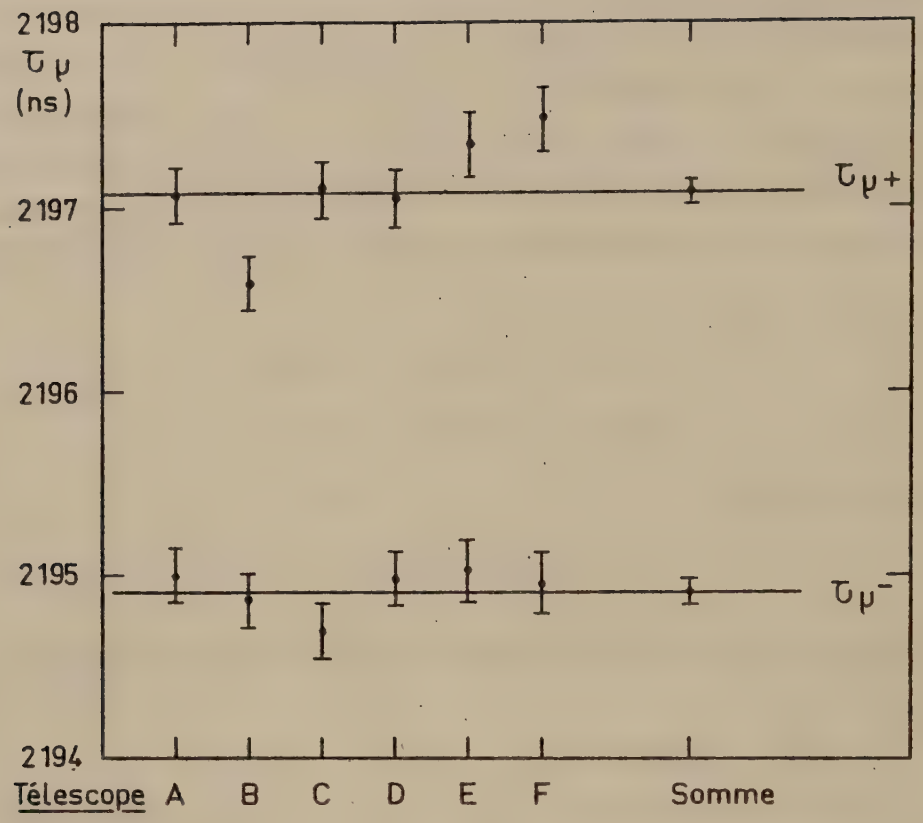


Figure 30 - Résultats τ_{μ^+} et τ_{μ^-} finals, télescope à télescope.

II. MESURES DE τ_{μ^-}

Le tableau 7 présente (de la même façon que le tableau 6 pour les données τ_{μ^+}) les valeurs de τ_{μ^-} obtenues. On constate que le niveau de bruit de fond est légèrement plus élevé que pour τ_{μ^+}, car le taux d'acquisition est en moyenne plus faible (BDT $\leqslant 1{,}3 \times 10^{-4}$; taux $\leqslant 2 \times 10^{-4}$) (voir détails dans l'annexe 11).

La valeur $\tau^S_{\mu^-}$ finale, combinaison des différentes périodes expérimentales est :

$$\tau^S_{\mu^-} : 2194{,}908 \pm 0{,}066 \text{ ns} . \qquad (76)$$

Ici encore l'erreur doit être augmentée pour tenir compte de l'incertitude de sur $\tau^R_{\mu^+}$ et de l'effet de polarisation sur les données μ^+ à fort taux. On a :

$$\begin{aligned} \Delta\tau^R_{\mu^+} &\rightarrow \Delta\tau = 0{,}006 \text{ ns} \\ \text{Polarisation} &\rightarrow \Delta\tau = 0{,}008 \text{ ns} \end{aligned} \qquad (77)$$

et finalement :

$$\boxed{\tau^{S}_{\mu^-} = 2194{,}908 \pm 0{,}067 \text{ ns}} \quad . \qquad (78)$$

Les Figures 29 et 30 montrent pour les résultats τ_{μ^-} d'excellentes stabilité et compatibilité des résultats des différentes périodes entre elles et des différentes télescopes entre eux.

Tableau 7

Résultats τ_{μ^-}

Période	Nombre d'événements	Taux n_e	Niveau de cosmiques à t=0	Corrections		τ_{μ^-} (ns)	χ^2 (500 pts)
				BDT (ns)	Taux (ns) (*)		
Juin 78	$2{,}002 \times 10^8$	0,1132	$3{,}1 \times 10^{-4}$	- 0,295 ± 0,042	0,419 ± 0,052	2195,044 ± 0,174	512
Dec. 78	$1{,}201 \times 10^8$	0,0555	$4{,}0 \times 10^{-4}$	- 0,096 ± 0,065	0,434 ± 0,037	2194,667 ± 0,222	466
Avril 79	$1{,}105 \times 10^8$	0,0548	$3{,}7 \times 10^{-4}$	- 0,142 ± 0,025	0,127 ± 0,037	2194,860 ± 0,220	472
Juin 79	$1{,}127 \times 10^8$	0,0672	$3{,}1 \times 10^{-4}$	- 0,096 ± 0,014	0,205 ± 0,038	2194,782 ± 0,218	511
Juil.79	$4{,}261 \times 10^8$	0,0698	$2{,}9 \times 10^{-4}$	- 0,046 ± 0,007	0,141 ± 0,027	2195,063 ± 0,113	436
Sept.78	$3{,}318 \times 10^8$	0,1188	$1{,}9 \times 10^{-4}$	- 0,164 ± 0,007	0,317 ± 0,047	2194,763 ± 0,133	496
Somme	$13{,}014 \times 10^8$					2194,908 ± 0,066	

(*) La valeur $\tau^{R}_{\mu^+}$ de référence vaut 2197,078 ns.

III. EFFETS DE TAUX D'ACQUISITION

1. Comparaison à l'effet prévu à partir des paramètres de l'électronique

On a vu au chapitre 4 (paragraphe IV, formule (29)) que la correction résultant du taux d'acquisition est caractérisée pour le temps $T = \frac{\varepsilon}{\lambda} + T_R + r_2\, T_C + r_3\, T_M + T_F$. Le tableau 8 compare, pour les différentes périodes expérimentales, les valeurs T obtenues par augmentation du taux d'acquisition à celles déduites des paramètres de l'électronique (voir chapitre 4 et annexe 5). On constate que l'accord entre ces deux déterminations est très bon, ce qui confirme :

i) la bonne compréhension de l'effet de taux ;

ii) la validité de l'hypothèse selon laquelle son comportement en fonction du taux est suffisamment bien décrit par une variation linéaire ;

iii) la faiblesse de l'effet de "fatigue" T_F, non pris en compte par les paramètres de l'électronique.

Soulignons que, bien entendu, la mesure *globale* par variation de n_e est plus précise que l'estimation à partir des paramètres de l'électronique. De plus sa précision est essentiellement de nature statistique, car résultant d'une mesure de temps de vie. Enfin elle est surtout plus *sûre* vu qu'elle prend en compte *tous* les effets possibles.

Tableau 8

Comparaison des valeurs de T mesurées par variation du taux d'acquisition n_e aux valeurs déduites des paramètres de l'électronique.

Période expérimentale	T obtenu à partir des paramètres électroniques	T obtenu en variant n_e dans les mesures de τ
Juin 78	17 ± 6 ns	14,8 ± 2,0 ns
Dec. 78	31 ± 6 ns	31,3 ± 2,7 ns
Avril 79	6 ± 6 ns	9,3 ± 2,8 ns
Juin 79	6 ± 6 ns	12,2 ± 2,3 ns
Juillet 79	6 ± 6 ns	8,1 ± 1,6 ns
Août 79	6 ± 6 ns	13,9 ± 1,8 ns
Sept. 79	6 ± 6 ns	10,7 ± 1,7 ns
Mars 81	7 ± 6 ns	9,2 ± 2,7 ns
Juillet 81	7 ± 6 ns	10,6 ± 2,0 ns
Octobre 81	7 ± 6 ns	11,6 ± 3,1 ns
Février 82	7 ± 6 ns	9,6 ± 1,4 ns

2. Variation des temps de vie en fonction du taux d'acquisition

La Figure 31 présente les analyses des sommes de toutes les données pour les trois types de faisceau utilisés, *sans correction* de l'effet de taux : π^+ fort taux, π^+ faible taux, μ^-. La variation du temps de vie mesuré en fonction du décalage t entre le début de la porte de mesure et le début de l'analyse s'exprime en fonction de la variation $n_e(t)$ du taux d'acquisition. On a :

$$n_e(t) = n_e(t=0)\ e^{-t/\tau} \qquad (79)$$

où $n_e(t=0)$ est la valeur notée simplement n_e jusqu'ici. L'évolution de $\Delta\tau(t) = \tau(\text{corrigé}) - \tau(t)$ s'écrit :

$$\Delta\tau(t) = \Delta\tau(t=0) \times e^{-t/\tau}. \qquad (80)$$

La Figure 31 montre que les données π^+ à faible et fort taux reproduisent très bien cette variation. On confirme ainsi le bon contrôle de l'effet de taux. Par contre les résultats $\tau_{\mu^-}(t)$ s'écartent de la courbe prédite par (80). Ce phénomène sera expliqué au chapitre 11 par le caractère *non exponentiel* de la distribution temporelle des électrons de désintégration des μ^- liés dans la molécule pμp, à cause d'une transition pendant la mesure entre les états ortho et para (voir chapitre 6) pour lesquels les temps de vie τ_{μ^-} sont différents.

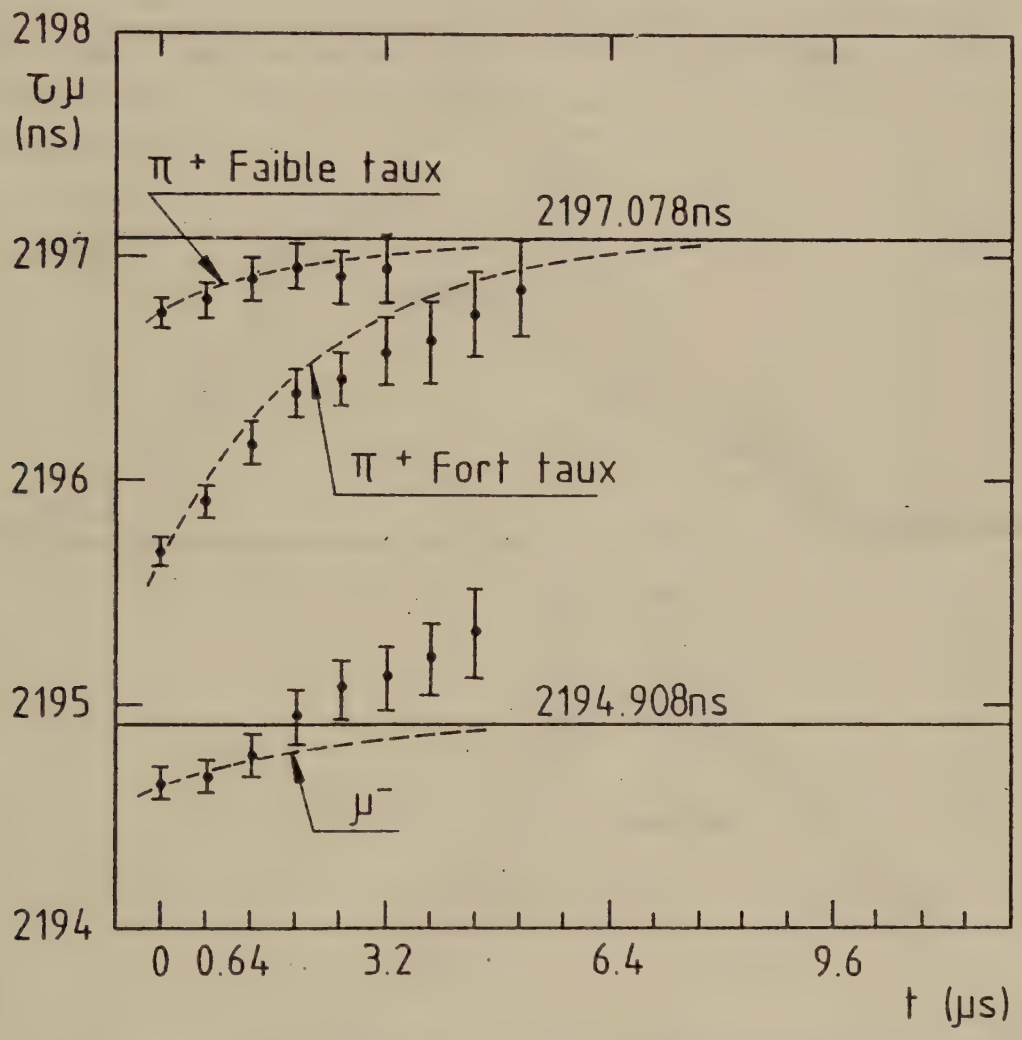


Figure 31 - Evolution des temps de vie en fonction du décalage t entre le début de la porte de mesure et le début de l'analyse. En pointillé est représentée l'évolution prévue par la formule (80). Les barres d'erreurs, pour chaque types de données, ne sont pas indépendantes, *car l'information τ(t) contient celle des temps t ultérieurs.*

IV. TESTS STATISTIQUES DES RESULTATS

La Figure 32 présente sous forme d'histogrammes l'ensemble des résultats pour *tous* les télescopes et *toutes* les séquences élémentaires de *toutes* les périodes expérimentales, après correction des effets de taux et de bruit de fond. Les distributions obtenues sont très bien reproduites par des "gaussiennes" dont les centrages sont en parfait accord avec les résultats des paragraphes I et II. Les valeurs des χ^2 de ces ajustements sont :

$$\begin{aligned} \tau_{\mu^+} &= \chi^2 = 92{,}2 \quad \text{pour} \quad 80 \text{ points} \\ \tau_{\mu^-} &= \chi^2 = 53{,}5 \quad \text{pour} \quad 80 \text{ points.} \end{aligned} \tag{81}$$

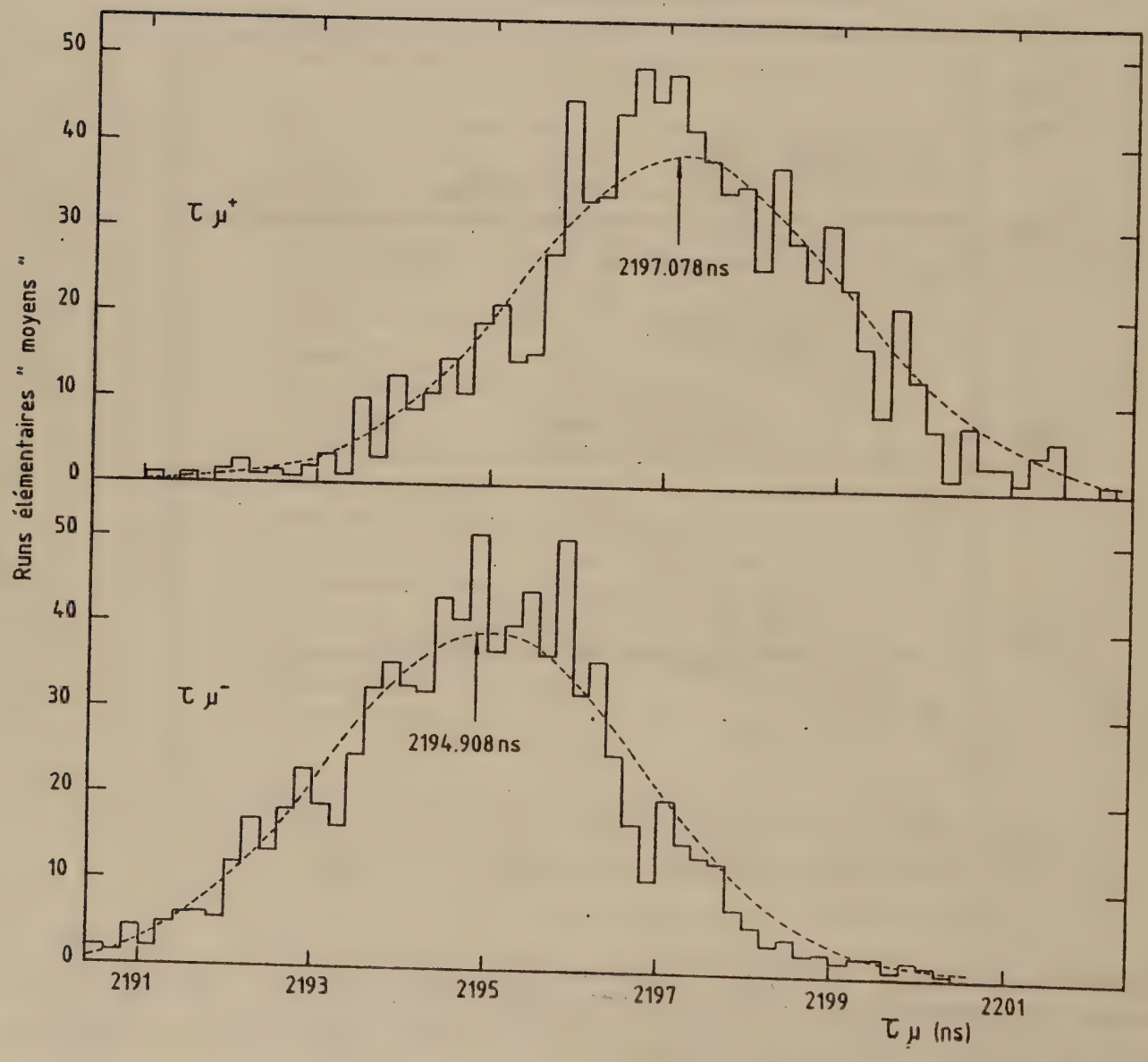


Figure 32 - Histogrammes de fréquence des résultats élémentaires des temps de vie (toutes corrections effectuées).

Il est possible de déterminer les caractéristiques de la "*mesure moyenne*" décrite par ces distributions :

$$\begin{aligned} &898 \text{ mesures moyennes } \tau_{\mu^+} \quad \text{avec} \quad \Delta\tau_{\mu^+} = 1{,}9 \text{ ns} \\ &884 \text{ mesures moyennes } \tau_{\mu^-} \quad \text{avec} \quad \Delta\tau_{\mu^-} = 1{,}8 \text{ ns} \ . \end{aligned} \tag{82}$$

On en déduit que l'incertitude statistique finale sur les temps de vie doit être :

$$\begin{aligned} \Delta\tau_{\mu^+} &= 1{,}9/\sqrt{898} = 0{,}063 \text{ ns} \\ \Delta\tau_{\mu^-} &= 1{,}8/\sqrt{884} = 0{,}061 \text{ ns}. \end{aligned} \tag{83}$$

Ces valeurs sont en parfait accord avec les résultats (73) et (78). On démontre ainsi que les temps de vie élémentaires sont bien répartis *statistiquement* et que la combinaison des erreurs peut être effectuée comme la formule (67) du chapitre précédent l'indique, c'est-à-dire selon les règles de combinaison *d'erreurs statistiques*.

Partie 4

INTERPRETATION DES RESULTATS

Chapitre 11

VALEUR EXPERIMENTALE DU TAUX DE CAPTURE

Ce chapitre décrit la comparaison des temps de vie τ_{μ^+} et τ_{μ^-} qui conduit au taux de capture expérimental *moyen* λ_c. Avant d'être interprété comme le taux de capture λ_{OM} dans l'état ortho et la molécule pμp (voir chapitre 6), λ_c doit être corrigé de trois effets :

- la transition ortho-para de la molécule pμp ;
- la contamination en deutérium du protium ;
- la liaison du μ^- au sein d'une molécule.

Ces trois corrections sont successivement étudiées puis la valeur expérimentale de λ_{OM} est calculée.

I. CALCUL DU TAUX DE CAPTURE MOYEN λ_c

La comparaison des temps de vie τ_{μ^-} et τ_{μ^+} déterminés au chapitre précédent définit :

$$\lambda_c = \frac{1}{\tau_{\mu^+}} - \frac{1}{\tau_{\mu^-}}. \qquad (84)$$

Avec les valeurs (73) et (78) des vies moyennes mesurées on obtient :

$$\lambda_c = 450 \pm 21 \ s^{-1} \ . \qquad (85)$$

La précision de ce résultat peut être améliorée en prenant pour τ_{μ^+} la valeur moyenne de *toutes* les mesures existantes, dont le calcul est discuté au chapitre 14. On trouve alors

$$\tau_{\mu^+} = 2197{,}093 \pm 0{,}052 \ ns \qquad (86)$$

et

$$\lambda_c = 453 \pm 18 \ s^{-1}. \qquad (87)$$

Notons que le très bon accord entre notre mesure et les précédentes mesures de τ_{μ^+} fait que la valeur de λ_c n'est pas affectée significativement, et que seule sa précision est améliorée. L'incertitude est essentiellement de nature *statistique*, comme celles de τ_{μ^-} et τ_{μ^+}.

II. TRANSITION ORTHO-PARA

1. Calcul de la correction associée

La description détaillée du phénomène de transition ortho-para est donnée dans la thèse de G. Bardin [25]. Rappelons que les molécules pμp (voir chapitre 6) au sein desquelles le μ^- est lié ne sont formés que dans l'état ortho. Cet état peut se désexciter vers l'état fondamental para. Les taux de capture λ_{OM} et λ_{PM} respectivement associés à ces deux états étant différents, toute transition ortho-para au cours de la mesure *détruit* le caractère purement exponentiel de la distribution temporelle des électrons. Le taux de capture moyen λ_c est alors une fonction de λ_{OM}, λ_{PM}, du taux de transition ortho-para λ_{OP} et des conditions de la mesure (largeur T_p de l'impulsion de faisceau et retard R de la porte d'analyse).

Toutes les mesures antérieures du taux de capture dans l'hydrogène liquide ont négligé une telle transition sur la base d'une estimation théorique [43] qui la prévoyait faible. Mais le résultat d'une mesure originale [24,25] réalisée à Saclay par notre équipe infirme ce calcul, en trouvant un taux λ_{OP} :

$$\lambda_{OP} = (4{,}1 \pm 1{,}4) \times 10^4 \ s^{-1}. \qquad (88)$$

En présence d'une transition ortho-para, la distribution temporelle des électrons de désintégration s'écrit :

$$dn_e(t) \propto e^{-(\lambda_o + \lambda_c^+)t} \left[\beta \, e^{(\beta-1)(\lambda_{OP}+\Delta)t} + (1-\beta) \, e^{\beta(\lambda_{OP}+\Delta)t} \right] \qquad (89)$$

avec : $\lambda_c^+ = \lambda_{OM} - \alpha \, \Delta$

$\Delta = \lambda_{OM} - \lambda_{PM}$

$\beta = \dfrac{\Delta(1-\alpha)}{\lambda_{OP}+\Delta}$

α = proportion de population para au début de la porte de mesure (t=0).

Dans cette expérience, l'état μp singlet a été négligé, comme la discussion du chapitre 6, paragraphe I.2 l'a déjà justifié. Le calcul du temps moyen <t> de la distribution (89), selon la formule (59), conduit à :

$$\langle t \rangle = \frac{1}{\lambda_{OP} + \lambda_c}$$

$$\lambda_c = \lambda_{OM} - \Delta \left[\alpha + 2\,\varepsilon(1 - \frac{3}{2}\,\varepsilon)(1-\alpha) + O(\varepsilon^3) \right] \qquad (90)$$

où : $\varepsilon = \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_o}$.

Pour nos conditions moyennes (voir tableau 5) de mesure et d'analyse, soit :

impulsion de faisceau $T_p = (3{,}4 \pm 0{,}1)$ µs
retard à la mesure $R = (1{,}0 \pm 0{,}1)$ µs
longueur d'analyse $T = 16$ µs

on obtient alors (voir annexe 12) :

$$\lambda_{OM} = \lambda_c\,(1 + K\,\varepsilon) \qquad (91)$$
$$K = 1{,}68 \pm 0{,}03$$

les termes d'ordre supérieur s'avèrant amplement négligeables pour la valeur (88) de λ_{OP}.

2. Observation de la transition ortho-para sur la distribution temporelle mesurée

Tous les paramètres de la distribution (89) peuvent être exprimés en fonction de λ_c et ε (voir annexe 12). Il est alors facile d'ajuster ε sur les données expérimentales lorsque toutes les corrections de bruit de fond et d'effet de taux ont été réalisées et que λ_c a été déterminé. Le tableau 9 donne les valeurs de ε alors obtenues, avec le détail des différentes sources d'incertitude. Les données μ^+, comme attendu, ne présentent aucun effet significatif lié à la présence de deux exponentielles, alors que les données μ^- indiquent une valeur de λ_{OP} :

$$\lambda_{OP} = (7{,}7 \pm 2{,}7) \times 10^4\ s^{-1} \qquad (92)$$

compatible avec (88).

La Figure 33 présente graphiquement le rapport :

$$R(t) = \frac{\frac{dn_e}{dt}(t)}{N\,e^{-(\lambda_o+\lambda_c)t}} \qquad (93)$$

où $\frac{dn_e(t)}{dt}$ est la distribution temporelle expérimentale *corrigée* des effets

Tableau 9

Résultats de l'ajustement des distributions temporelles expérimentales en fonction de $\varepsilon = \lambda_{OP}/\lambda_o$ (voir paragraphe II.2)

	données μ^+ (π^+ faible taux)	données μ^-
ε ajusté	-8×10^{-2}	$\pm 16 \times 10^{-2}$
$\Delta\varepsilon$ statistique	7×10^{-2}	$\pm 5 \times 10^{-2}$
$\Delta\varepsilon$ bruit de fond	$\pm 3 \times 10^{-2}$	$\pm 3 \times 10^{-2}$
$\Delta\varepsilon$ effet de taux	$\pm 3 \times 10^{-2}$	$\pm 2 \times 10^{-2}$
$\Delta\varepsilon$ deutérium	-	-1×10^{-2}
$\varepsilon \pm \sigma(\varepsilon)$ final	$(-8 \pm 8) \times 10^{-2}$	$(17 \pm 6) \times 10^{-2}$

(Pour plus de détail sur cette analyse, on peut consulter [44])

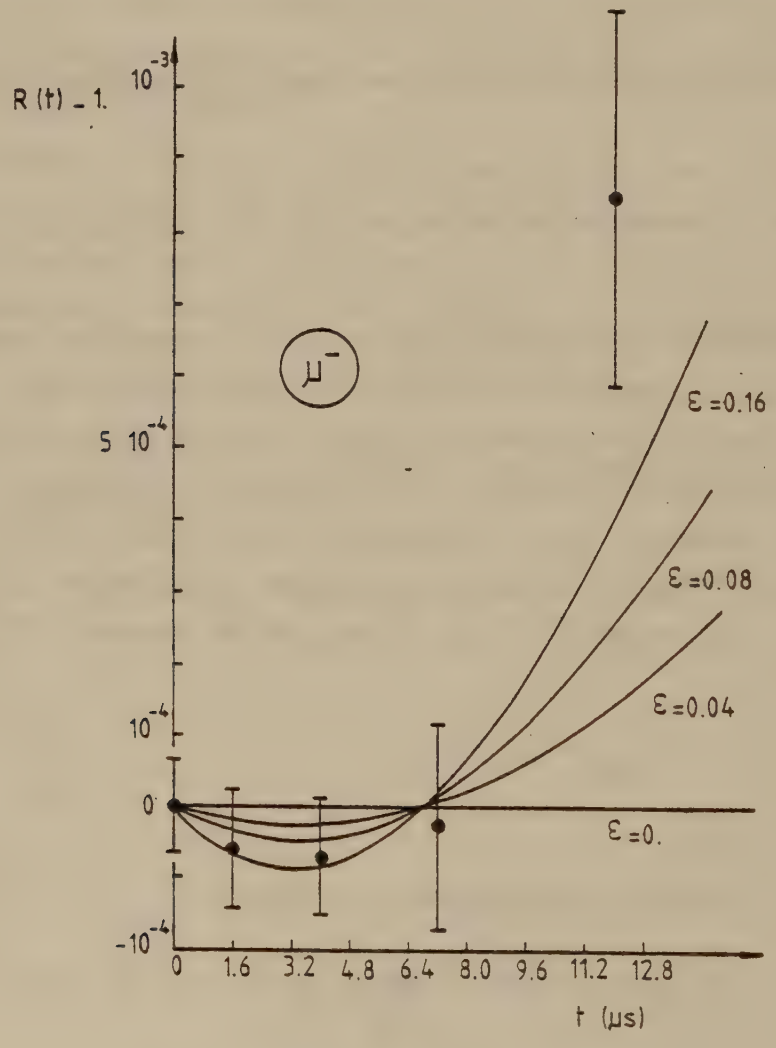


Figure 33 - Valeur de R(t) (formule (93)) pour les données μ^-, et variations attendues pour différentes valeur de ε.

de taux et de bruit de fond, λ_c le taux de capture moyen du paragraphe I (formule (84)), et N un coefficient de normalisation. D'une façon générale il est également possible d'interpréter la variation R(t) observée comme résultant d'une contamination en impureté. En supposant que tout l'effet est produit par du néon (cas le plus dangereux), il faudrait une contamination c_{Ne} de 10^{-7}, qui est *exclue* par les procédures de remplissage et filtrage décrites au chapitre 8. Seul donc l'effet ortho-para reste pour expliquer la valeur non nulle de ε mesurée par les électrons de désintégration - ce qui confirme le résultat (88) obtenu par une autre technique.

III. CONTAMINATION EN DEUTERIUM

Les procédures de remplissage de la cible et de filtrage du protium, décrites au chapitre 8, conduisent à un niveau d'impureté lourdes (Z > 1) inférieur à 10^{-9}, et donc à une distorsion du taux de capture (voir chapitre 6) plus faible que 1 s^{-1}.

La seule correction à apporter est donc celle résultant de la présence de c_d=(2,7 ± 0,1) ppm de deutérium, dont le calcul a été présenté au chapitre 6. Les valeurs de λ_c *mesurées* pour c_d = 2,7 ± 0,1 ppm et c_d = 92 ± 1 ppm sont :

$$\begin{aligned} \lambda_c\ (2{,}7 \pm 0{,}1\ \text{ppm}) &= 453 \pm 18\ s^{-1} \\ \lambda_c\ (92 \pm 1\ \text{ppm}) &= 960 \pm 114\ s^{-1}. \end{aligned} \tag{94}$$

La correction $\Delta\lambda_c(D_2)$ à apporter à λ_c (formule (85)) pour extrapoler à concentration nulle de deutérium vaut alors :

$$\Delta\lambda_c(D_2) - = r \times \left[\lambda_c(92\ \text{ppm}) - \lambda_c(2{,}7\ \text{ppm})\right] \tag{95}$$

où r est défini par la formule (52) du chapitre 6, et vaut (4,23 ± 0,88) 10^{-2}. On obtient alors :

$$\Delta\lambda_c(D_2) = -\ (21 \pm 7)\ s^{-1}. \tag{96}$$

IV. LIAISON DU μ^-

La liaison au sein d'une molécule pμp confère au μ^- un état quantique différent de celui du μ^- libre. En particulier son taux de désintégration λ_o^* diffère de celui du muon libre ($\lambda_o = \frac{1}{\tau_{\mu^+}}$). Différents calculs de cet effet existent [45,46] qui conduisent tous au même résultat :

$$\lambda_o^* = \lambda_o \left(1 - \frac{\alpha^2}{2}\right) \tag{97}$$

où α est la constante de structure fine. Cet effet peut s'expliquer "classiquement" comme la dilatation relativiste du temps de vie du μ^- animé d'une vitesse dont la moyenne dans l'état 1s de l'atome μp vaut $\langle\beta^2\rangle = \alpha^2$. La correction $\Delta \lambda_c$ (liaison) résultante vaut :

$$\Delta \lambda_c \text{ (liaison)} = \frac{\alpha^2}{2 \tau_{\mu^+}} = 12 \text{ s}^{-1} . \qquad (98)$$

V. VALEUR EXPERIMENTALE DE λ_{OM}

A partir du λ_c de la formule (87), on corrige des effets de liaison et de contamination en deutérium pour obtenir :

$$\lambda_c' = 444 \pm 19 \text{ s}^{-1} . \qquad (99)$$

La correction de l'effet de transition ortho-para vaut alors (pour λ_{OP} donné par (88)) :

$$\Delta \lambda_c \text{ (ortho-para)} = 67 \pm 25 \text{ s}^{-1} \qquad (100)$$

où l'incertitude résulte de l'erreur sur λ_{OP}. Finalement la valeur de λ_{OM} devient :

$$\lambda_{OM} = 511 \pm 32 \text{ s}^{-1}. \qquad (101)$$

On constate que la prise en compte de l'effet ortho-para dégrade sensiblement la précision initiale sur λ_c, et qu'une meilleure connaissance de cet effet améliorerait la précision sur λ_{OM}.

Chapitre 12

CALCUL DU TAUX DE CAPTURE PAR LE PROTON

Les étapes essentielles du calcul sont rappelées. L'accent n'est pas mis sur les techniques de calcul, maintes fois exposé par ailleurs ([47] par exemple), mais sur les valeurs les plus récentes des constantes de couplage et autres paramètres. *Expérimentalement*, tous les paramètres sont connus, *sauf* la constante de couplage pseudo-scalaire $m_\mu F_p^\mu$: le taux de capture est donc exprimé en fonction de $m_\mu F_p^\mu$. La description du courant axial (PCAC) est reportée au chapitre suivant où l'on compare les valeurs théoriques et expérimentales de $m_\mu F_p^\mu$.

I. CALCUL DU TAUX DE CAPTURE

Les étapes et notations de ce calcul sont tirées d'un travail de H. Primakoff [47]. Le résultat obtenu dans le cadre de la théorie V-A habituelle vaut :

$$\lambda_c(\mu^- + p \to n + \nu_\mu) = 2\pi \times \left[\frac{G_F \cos\theta_c}{\sqrt{2}}\right]^2 \times \frac{[\alpha\, m'_\mu]^3}{\pi} \times (1-2\, m'_\mu.\alpha.R_p)$$
$$\times \int \left| \left[\bar{u}_{\nu_\mu}(p_{\nu_\mu}).\gamma_\mu.(1+\gamma_5).u_{\mu^-}(p_{\mu^-})\right] \times \left[V_\alpha + A_\alpha\right] \right|^2 \frac{E_{\nu_\mu}^2 /(1 + E_{\nu_\mu}/E_m)}{(2\pi)^3}\, d\vec{p}_{\nu_\mu}$$
$$\times \left[1 + \frac{\alpha}{\pi}\Delta_{rad}(\mu^- + p \to n + \nu_\mu)\right] \qquad (102)$$

Dans cette expression G_F est la constante de couplage de Fermi de l'interaction faible, θ_c l'angle de Cabibbo. La correction à la fonction d'onde du muon due au caractère non ponctuel du proton est prise en compte par le terme $(1-2\, m'_\mu.\alpha.R_p)$ [48] où R_p est le rayon de charge du proton. $p_k = (E_k, \vec{p}_k)$ est le quadrivecteur

énergie-impulsion de la particule k, $\check{p}_k$ le vecteur unitaire dans la direction $\vec{p}_k$. En fonction des masses respectives m_μ, m_p et m_n du muon, proton et neutron on a :

$$T_n(\text{énergie cinétique du neutron}) = \frac{(m_p - m_n + m_\mu - e\ell)^2}{2(m_p + m_\mu - e\ell)} \qquad (103)$$

où $e\ell$ est l'énergie de liaison de l'atome μp :

$$e\ell = \frac{m'_\mu \, \alpha^2}{2} \qquad (104)$$

α étant la constante de structure fine et m'_μ la masse réduite de l'atome muonique μp :

$$m'_\mu = \frac{m_\mu \cdot m_p}{m_\mu + m_p}. \qquad (105)$$

On a alors :

$$\begin{aligned} E_n &= m_n + T_n \\ E_{\nu_\mu} &= \left[T_n(T_n + 2\, m_n)\right]^{1/2}. \end{aligned} \qquad (106)$$

Finalement, Δ_{rad} est la correction radiative au processus de capture. Le quadri-transfert de moment q_α est défini à partir des quadri-impulsions selon :

et
$$\begin{aligned} q_\alpha &= (p_n - p_p)_\alpha = (p_\mu - p_{\nu_\mu})_\alpha \\ q^2 &= - m_\mu^2 + 2\, m_\mu \, E_{\nu_\mu} = (q^2)^\mu = - 0{,}2514 \text{ fm}^{-2}. \end{aligned} \qquad (107)$$

V_α et A_α sont les courants hadroniques faibles respectivement vectoriel et axial. Ils sont paramétrisés de la façon la plus générale qui conserve l'invariance sous les transformations de Lorentz :

$$\begin{aligned} V_\alpha &= \bar{u}_n \left[\gamma_\alpha \, F_V(q^2) + \sigma_{\alpha\beta} \, q_\beta \, F_M(q^2) - i \, q_\alpha \, F_S(q^2)\right] u_p \\ A_\alpha &= \bar{u}_n \left[\gamma_\alpha \, \gamma_S \, F_A(q^2) + \sigma_{\alpha\beta} \, q_\beta \, \gamma_S \, F_T(q^2) - i \, q_\alpha \, \gamma_S \, F_P(q^2)\right] u_p \end{aligned} \qquad (108)$$

où $\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2i}\left(\gamma_\alpha \, \gamma_\beta - \gamma_\beta \, \gamma_\alpha\right)$ et $m = \frac{1}{2}\left(m_n + m_p\right)$.

Les facteurs de forme sont habituellement désignés selon :

F_V : vectoriel ; F_M : magnétisme faible ; F_S : scalaire ;

F_A : axial ; F_T : pseudo-tensoriel ; F_P : pseudo-scalaire.

Le théorème CVC (voir paragraphe II.2 suivant) entraîne que pour tous q^2 on a $F_S = 0$. La constante de couplage F_S est donc éliminée de la suite du calcul. En posant

$F_K^\mu = F_K\ (q^2 = (q^2)^\mu)$ et :

$$\cdot\ G_V = F_V^\mu \left[1 + \frac{E_{\nu_\mu}}{E_n + m_n}\right] - 2m\ F_M^\mu \frac{m_\mu}{2m} \frac{E_{\nu_\mu}}{E_n + m_n}$$

$$\cdot\ G_A = -F_A^\mu - \left[F_V^\mu + 2m\ F_M^\mu \frac{E_n + m_n}{2m}\right] \frac{E_{\nu_\mu}}{E_n + m_n} + 2m\ F_M^\mu \cdot \frac{m_\mu - E_{\nu_\mu}}{2m} \cdot \frac{E_{\nu_\mu}}{E_n + m_n}$$
$$- 2m\ F_T^\mu \left[\frac{m_\mu - E_{\nu_\mu}}{2m} - \frac{E_{\nu_\mu}^2}{2m(E_n + m_n)}\right]$$

$$\cdot\ G_P = \left[m_\mu\ F_P^\mu + F_A^\mu - F_V^\mu - 2m\ F_M^\mu \frac{E_n + m_n}{2m} + 2m\ F_T^\mu \frac{E_n + m_n}{2m}\right] \frac{E_{\nu_\mu}}{E_n + m_n}$$
$$+ 2m\ F_M^\mu \cdot \frac{m_\mu - E_{\nu_\mu}}{2m} \cdot \frac{E_{\nu_\mu}}{E_n + m_n} + 2m\ F_T^\mu \frac{E_{\nu_\mu}^2}{2m(E_n + m_n)} \qquad (109)$$

$$\cdot\ A = \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} \Delta_{rad}\right) \cdot \left(\cos\theta_c\right)^2 \cdot \frac{(G_F\ m_\mu^2)^2\ m_\mu}{2\pi}$$
$$\cdot \frac{\alpha^3}{\pi} \left(1 + \frac{m_\mu}{m_p}\right)^{-3} \cdot \frac{E_{\nu_\mu}/m_\mu}{1 + E_{\nu_\mu}/E_n} \cdot \frac{E_n + m_n}{2\ E_n}$$

$$\cdot\ B(0) = (G_V - 3\ G_A + G_P)^2$$

$$\cdot\ B(1) = (G_V + G_A)^2 - \frac{2}{3}\ (G_V + G_A)\ G_P + G_P{}^2$$

et en notant F(=0 ou 1) le spin total de l'atome μp, on obtient les taux de capture dans les deux états hyperfins :

$$\lambda_c(F) = A.B(F). \qquad (110)$$

II. VALEURS DES CONSTANTES DE COUPLAGE ET DES FACTEURS DE FORME

1. G_F et $\cos\theta_c$

La valeur de G_F est obtenue à partir de la mesure du temps de vie du μ^+. L'extraction de G_F est discutée au chapitre 14, où *toutes* les mesures existantes de τ_{μ^+} - dont celle présentée dans cette thèse - sont prises en compte. On trouve alors (formule (161) du chapitre 14) :

$$G_F = (1,16633 \pm 0,00003)10^{-5}\ \text{GeV}^{-2} \quad . \tag{111}$$

La valeur de $\cos\theta_c$ est obtenue soit en comparant la valeur de G_F ci-dessus à la constante de couplage effective G^β des désintégrations β nucléaires superpermises $0^+ \to 0^+$ (qui ne fait intervenir que V^α), soit à partir des désintégrations des particules étranges. Ces déterminations supposent l'hypothèse de *l'universalité* muon-électron : du point de vue de l'interaction faible, les électrons et les muons ont un comportement décrit par les *mêmes* constantes de couplage. Cette universalité est assez bien vérifiée expérimentalement par la mesure du rapport de branchement $\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu / \pi^+ \to e^+ \nu_e$. Une analyse récente [49] de toutes ces données expérimentales donne :

désintégrations β nucléaire superpermises : $\cos\theta_c = 0,9737 \pm 0,0025$
désintégrations des particules étranges : $\cos\theta_c = 0,9757 \pm 0,0025$

(112)

Ces deux résultats sont parfaitement compatibles. Néanmoins la seconde valeur suppose l'absence de "mélange" du quark b avec les quarks s et d, et peut donc être légèrement surévaluée. C'est pourquoi le calcul est effectué avec la valeur issue des désintégration β nucléaires.

2. Facteurs de forme vectoriels

L'hypothèses CVC (conserved vector current) introduite par Feynman et Gell-Mann [4] en 1958 suppose que les courants vectoriels électromagnétiques et faibles font partie d'un même multiplet d'isospin. Il en résulte que le courant faible, comme le courant électromagnétique, n'est pas renormalisé par les interactions forte ($F_V(0) = 1$) et qu'on peut déduire les facteurs de forme $F_V(q^2)$ et $F_M(q^2)$ des facteurs de forme électromagnétiques. Cette hypothèse CVC est assez bien vérifiée par une série d'expériences (désintégration β du noyau ou du pion). Comme le courant électromagnétique, le courant faible est alors *conservé* : $\partial_\alpha V_\alpha = 0$, ce qui entraîne $F_S = 0$.

En écrivant le courant faible V_α selon :

$$V_\alpha = \bar{u}_n \left[\gamma_\alpha F_V(q^2) + \frac{\sigma_{\alpha\beta} q_\beta}{2m} 2m F_M(q^2) \right] u_p$$

et le courant électromagnétique J_α selon :

$$J_\alpha = \bar{u}_N \left[\gamma_\alpha F_D^N(q^2) + \frac{\sigma_{\alpha\beta} q_\beta}{2m} F_P^N(q^2) \right] u_N$$

on trouve :

$$F_V(q^2) = F_D^p(q^2) - F_D^n(q^2)$$
$$2m\, F_M(q^2) = F_P^p(q^2) - F_P^n(q^2) \qquad (113)$$

où F_D^N et F_P^N sont respectivement les facteurs de forme de Dirac et de Pauli du nucléon N. A quadritransfert nul ils sont normalisés selon :

$$F_D^p(0) = 1 \; ; \; F_P^p(0) = \mu_p$$
$$F_D^n(0) = 0 \; ; \; F_P^n(0) = \mu_n \qquad (114)$$

où μ_p et μ_n sont les moments magnétiques anormaux du proton et du neutron, dont les valeurs sont [42] :

$$\mu_p = 2{,}7928456 \pm 0{,}0000011$$
$$\mu_n = -\,1{,}91304184 \pm 0{,}00000088. \qquad (115)$$

La diffusion d'électrons sur les nucléons permet de mesurer les facteurs de forme électriques $G_E^N(q^2)$ et magnétiques $G_M^N(q^2)$, qui s'expriment en fonction de F_D^N et F_P^N selon :

$$G_E^N(q^2) = F_D^N(q^2) + \frac{q^2}{4\,m^2} F_P^N(q^2)$$
$$G_M^N(q^2) = F_D^N(q^2) + F_P^N(q^2) \; . \qquad (116)$$

Une récente mesure de diffusion élastique d'électrons sur le proton, réalisée à bas transfert [50], montre que pour $(q^2)^\mu$ on a :

$$\left(G_E^p\right)^\mu = (0{,}9697 \pm 0{,}0009)\; G_E^p(q^2 = 0)$$
$$\left(G_M^p\right)^\mu = (0{,}9706 \pm 0{,}0041)\; G_M^p(q^2 = 0) \; . \qquad (117)$$

Cette mesure détermine bien entendu aussi le rayon de charge du proton :

$$R_p = 0{,}862 \pm 0{,}012 \text{ fm} \; . \qquad (118)$$

Le facteur de forme électrique du neutron est obtenu à partir de la diffusion de neutrons lents sur des électrons atomiques. On trouve [51] :

$$\left(G_E^n\right)^\mu = 0{,}0049 \pm 0{,}0001 \; . \qquad (119)$$

Le facteur de forme magnétique du neutron est donné par la diffusion quasi-élastique d'électrons sur le deuton. On obtient [52] :

$$\left(G_M^n\right)^\mu = (0{,}9678 \pm 0{,}0051)\; G_M^n(q^2 = 0) \; . \qquad (120)$$

En inversant les relations (116) et en appliquant (113) on trouve finalement pour $(q^2)^\mu$:

$$F_V^\mu = 0,9748 \pm 0,0009$$
$$2m\, F_M^\mu = 3,5875 \pm 0,0152 \ . \qquad (121)$$

3. Facteurs de forme axiaux

La discussion théorique du courant axial est reportée au paragraphe II du chapitre 13 : on y verra qu'aucune hypothèse aussi contraignante que CVC ne s'y applique, qu'il n'est pas conservé et que justement l'étude de la capture μ (voir aussi l'introduction) en affine la connaissance.

La valeur de F_A est donnée par la désintégration β du neutron libre (où la faiblesse du quadritransfert élimine les contributions de F_P et F_T). La moyenne des valeurs publiées [42] vaut :

$$F_A(0) = 1,254 \pm 0,007 \ . \qquad (122)$$

La dépendance en fonction de q^2 de F_A est déterminée par la diffusion de neutrinos et d'antineutrinos muoniques sur les nucléons à grand quadritransfert ($q^2 \simeq -25$ fm^2). Toutes les mesures s'accordent sur une variation du type dipolaire :

$$\frac{F_A(q^2)}{F_A(0)} = \frac{1}{\left(1 - \frac{q^2}{M_A^2}\right)^2} \qquad (123)$$

avec une valeur de M_A dont la moyenne est égale à [53] :

$$M_A = 930 \pm 30 \text{ MeV} \ . \qquad (124)$$

Finalement à $(q^2)^\mu$ on a :

$$F_A^\mu = (0,9777 \pm 0,0014)\ F_A(q^2 = 0) \ . \qquad (125)$$

Les seuls paramètres indéterminés du calcul sont donc F_P et F_T. En fait F_T est un terme dit de "seconde classe" d'après une notion introduite par Weinberg [8]. L'opérateur $G = C \cdot e^{i\pi I_2}$, où C est la conjugaison de charge et I_2 la seconde composante de l'isospin, permet de définir un courant :

- vectoriel de première classe si $G\, V_\alpha^{(1)}\, G^{-1} = + V_\alpha^{(1)}$
  de seconde classe si $G\, V_\alpha^{(2)}\, G^{-1} = - V_\alpha^{(2)}$
- axial de première classe si $G\, A_\alpha^{(1)}\, G^{-1} = - A_\alpha^{(1)}$
  de seconde classe si $G\, A_\alpha^{(2)}\, G^{-1} = + A_\alpha^{(2)}$.

On démontre ainsi que les courants associés à F_V, F_M, F_A et F_P sont de première classe, et ceux de F_T et F_S de seconde classe. Les théories électrofaibles actuelles prévoient l'absence de courants de seconde classe. Une analyse récente [54] des données expérimentales pour les noyaux A=12 est compatible avec *l'absence* de ces termes. Une limite supérieure de F_T (supposant $F_S = 0$ selon CVC) peut être tirée de l'expérience [9] :

$$2m\, F_T = -2,5 \pm 2,1 \qquad (126)$$

4. Correction radiative

La correction radiative au processus de capture sur le proton a été calculée à l'ordre α [55] et vaut :

$$\Delta_{rad}\,(\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu) = 2,95 \pm 0,15 \qquad (127)$$

ce qui donne une correction de 0,7 % sur le taux de capture.

III. VALEUR DU TAUX DE CAPTURE

1. Rappel des différentes conditions de capture

Au chapitre 6 on a vu que la capture a lieu soit au sein d'un atome muonique μp, soit (cas de l'hydrogène liquide) au sein d'une molécule $p\mu p$. L'atome μp possède deux états hyperfins (singlet et triplet) pour lesquels les taux de capture sont respectivement λ_S et λ_T, définis au paragraphe I. La molécule $p\mu p$ possède deux états orbitaux, ortho (L=1) et para (L=0). Seul l'état de spin total 1/2 de l'état ortho est formé à partir des collisions μp + H, mais il peut se désexciter vers l'état fondamental para (voir chapitre précédent). Il faut donc considérer les taux de capture associés à ces deux états, respectivement λ_{OM} et λ_{PM} qui s'expriment en fonction de λ_S et λ_T selon [23] :

$$\begin{aligned} \lambda_{OM} &= 2\,\gamma_{OM}\,(3/4\,\lambda_S + 1/4\,\lambda_T) \\ \lambda_{PM} &= 2\,\gamma_{PM}\,(1/4\,\lambda_S + 3/4\,\lambda_T) \end{aligned} \qquad (128)$$

où λ_{OM} et λ_{PM} sont des facteurs décrivant les recouvrements des fonctions d'onde du muon et du proton dans la molécule par rapport à l'atome. Le calcul le plus plus récent [23] de ces facteurs a donné :

$$\begin{aligned} 2\,\gamma_{OM} &= 1,009 \pm 0,001 \\ 2\,\gamma_{PM} &= 1,143 \pm 0,001\ . \end{aligned} \qquad (129)$$

2. Valeurs théoriques des taux de capture

Le calcul des taux de capture a été effectué avec les valeurs des constantes de couplage définies précédemment. Les autres paramètres intervenant dans le calcul sont [42] :

$$\begin{aligned} m_\mu &= (105{,}66946 \pm 0{,}00024)\ \text{MeV} \\ m_n &= (939{,}5731 \pm 0{,}0027)\ \text{MeV} \\ m_p &= (938{,}2796 \pm 0{,}0027)\ \text{MeV} \\ m &= \frac{1}{2}(m_n + m_p) = (938{,}9264 \pm 0{,}0027)\ \text{MeV} \\ \alpha &= 1/(137{,}03604 \pm 0{,}00011) \\ \hbar c &= (197{,}32858 \pm 0{,}00051)\ \text{MeV.fm} \\ \hbar &= (6{,}582173 \pm 0{,}000017)\ 10^{-22}\ \text{MeV.s} \end{aligned} \tag{130}$$

La seule inconnue du processus de capture est essentiellement le paramètre sans dimension :

$$F^\mu_{PT} = m_\mu\, F^\mu_P + 2m\, F^\mu_T \frac{E_n + m_n}{2m} . \tag{131}$$

En toute rigueur il y a dans (109) d'autres contributions en F^μ_T, mais qui sont largement négligeable dans la limite (126). On obtient finalement :

$$\boxed{\begin{aligned} \lambda_S &= 804{,}92 + 16{,}17\, F^\mu_{PT} + 0{,}0812 \left(F^\mu_{PT}\right)^2 \\ \lambda_T &= 5{,}32 - 0{,}08\, F^\mu_{PT} + 0{,}0812 \left(F^\mu_{PT}\right)^2 \\ \lambda_{OM} &= 610{,}46 + 12{,}22\, F^\mu_{PT} + 0{,}0819 \left(F^\mu_{PT}\right)^2 \\ \lambda_{PM} &= 234{,}56 + 4{,}55\, F^\mu_{PT} + 0{,}0928 \left(F^\mu_{PT}\right)^2 \end{aligned}} \tag{132}$$

La Figure 34 représente ces variations de λ_S, λ_T et λ_{OM} en fonction de F^μ_{PT}.

3. Incertitudes du calcul théorique

La Figure 35 présente les variations de λ_{OM} autour de sa valeur théorique ($m_\mu F^\mu_P = -8$; $2m F^\mu_T = 0$) en fonction des facteurs de forme F_A, F_V, F_M, paramètres les moins bien connus et les plus sensibles du calcul. On en déduit l'incertitude sur F_{PT} provenant du calcul :

$$\Delta\left[F^\mu_{PT}\right]\ (\text{calcul}) = 0{,}5 . \tag{133}$$

Cette incertitude devra être combinée à l'erreur expérimentale due à λ_{OM} pour la détermination de F^μ_{PT}.

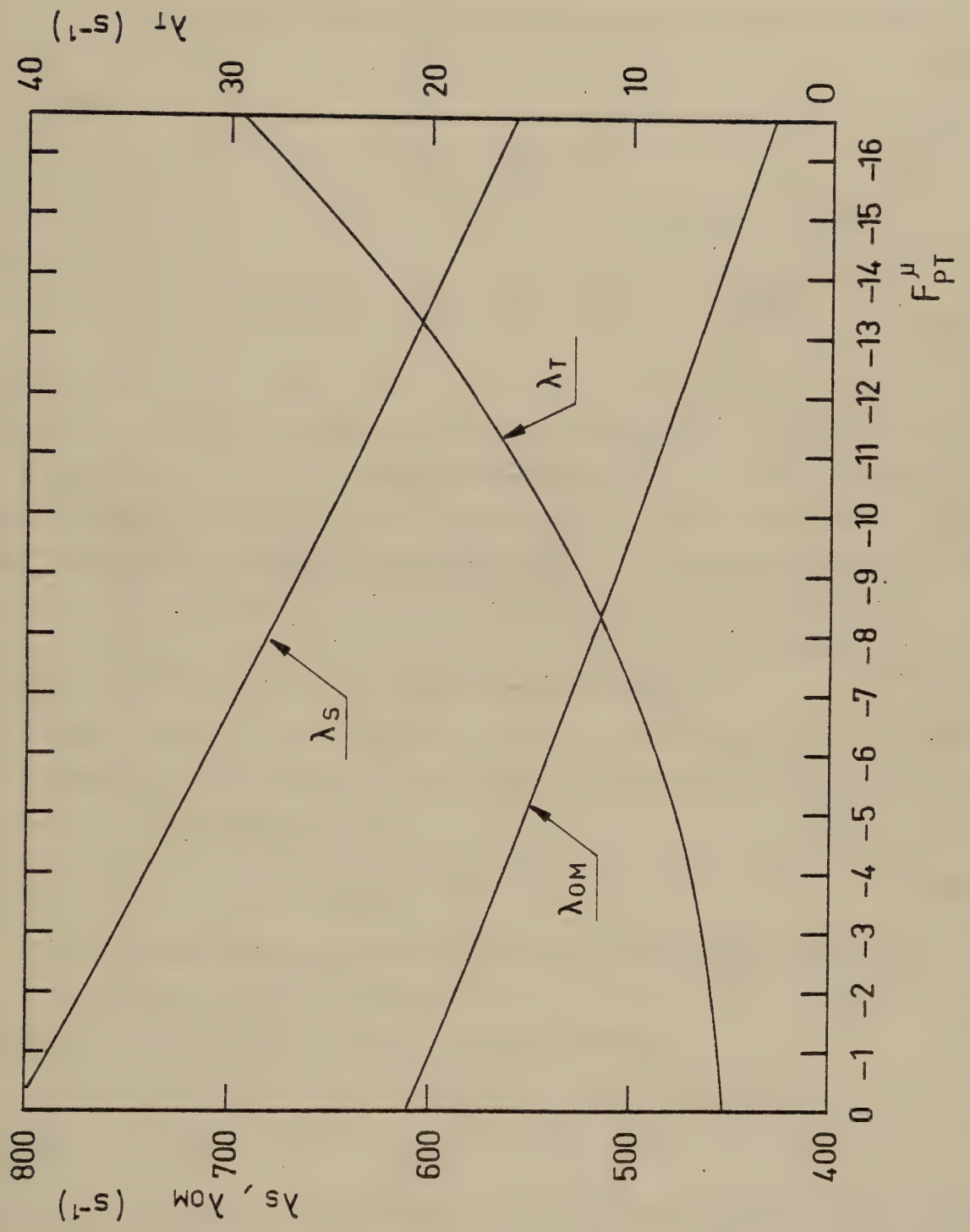


Figure 34 - Variations de λ_S, λ_{OM}, λ_T en fonction de F^{μ}_{PT}.

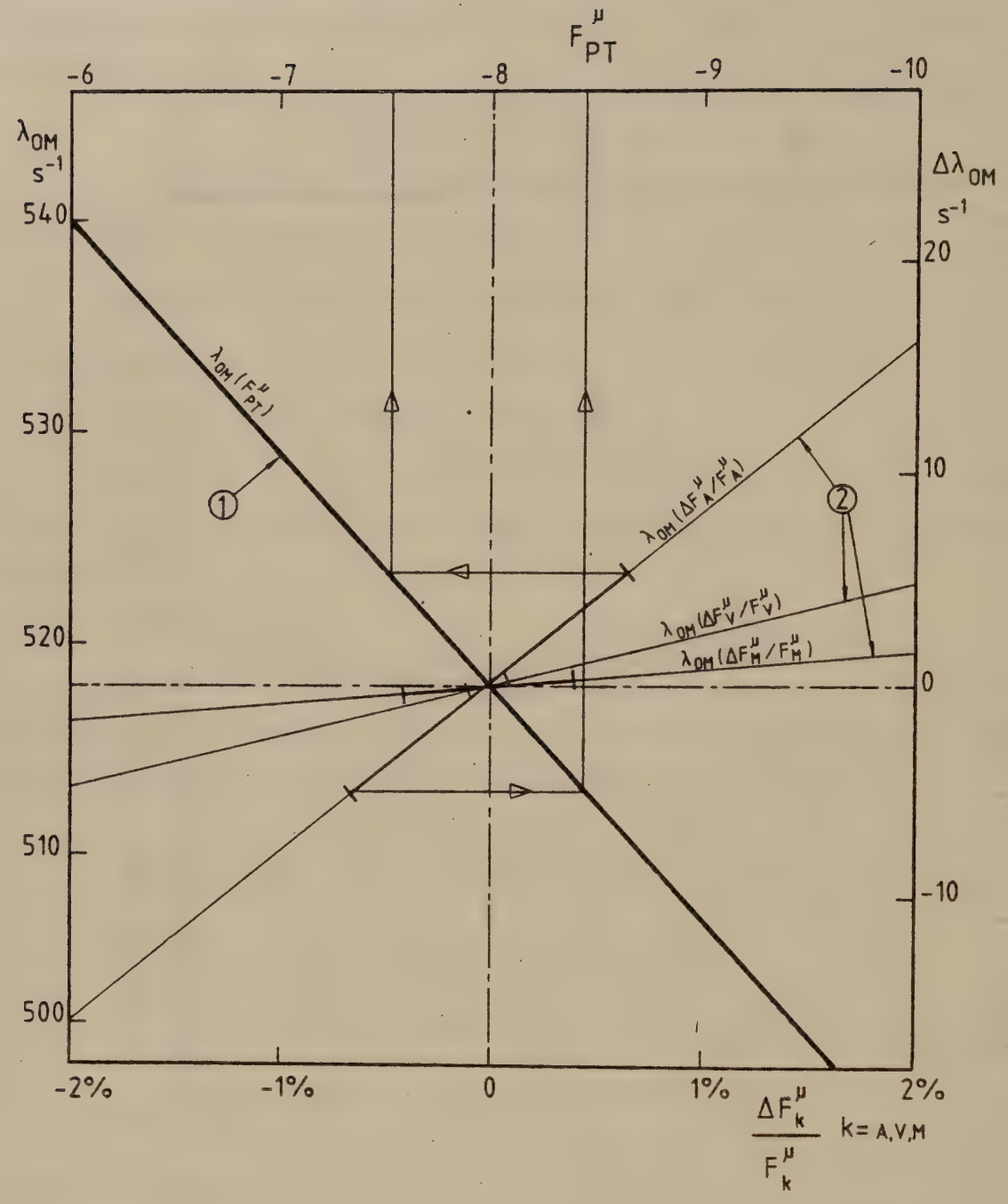


Figure 35 - Variations de λ_{OM} en fonction des facteurs de forme F^{μ}_{V}, F^{μ}_{M} et F^{μ}_{A}, pour F^{μ}_{PT} fixé et égal à -8 : (1) La courbe λ_{OM} (F^{μ}_{PT}) donne la variation de λ_{OM} en fonction de F^{μ}_{PT} pour les valeurs centrales des autres paramètres. (2) Les courbes λ_{OM} ($\Delta F_K/F_K$) pour K=A,V,M donnent les variations de λ_{OM} en fonction de l'écart relatif $\Delta F^{\mu}_{K}/F^{\mu}_{K}$ du facteur de forme F_K par rapport à sa valeur centrale. Les barres d'erreur portées sur ces courbes λ_{OM} ($\Delta F^{\mu}_{K}/F^{\mu}_{K}$) représentent les incertitudes sur les facteurs F^{μ}_{K} introduites au paragraphe II.

Chapitre 13

LA CONSTANTE DE COUPLAGE PSEUDO-SCALAIRE

Les résultats du chapitre précédent nous permettent d'extraire de la valeur expérimentale de λ_{OM}, déterminée au chapitre 11, la valeur du couplage pseudo-scalaire faible $m_\mu F_P^\mu$, en supposant $F_T = 0$. Cette valeur est d'abord comparée aux résultats des mesures antérieures, puis au calcul théorique dans le cadre de l'hypothèse PCAC.

I. VALEURS EXPERIMENTALES DE $m_\mu F_P^\mu$ (EN SUPPOSANT $F_T = 0$)

En négligeant la contribution des courants de seconde classe (F_T) on déduit à partir de la relation (132) du chapitre précédent et du résultat (101) du chapitre 11 la valeur de $m_\mu F_P^\mu$:

$$m_\mu F_P^\mu = - 8,6 \pm 3,0 \ . \qquad (134)$$

Son incertitude provient essentiellement des erreurs expérimentales sur le taux de capture moyen λ_c et sur le taux de transition ortho-para, l'erreur résultant du calcul n'étant que de 0,5 (voir chapitre précédent).

Le tableau 10 rappelle les résultats de toutes les mesures de taux de capture dans l'hydrogène, liquide ou gazeux, antérieures à celle décrite dans cette thèse. Deux d'entre elles, réalisées dans le gaz, donnent directement λ_S. Les autres, dans le liquide, ont négligé l'effet ortho-para, et doivent de ce fait être corrigées avant d'être interprétées comme λ_{OM}. Le calcul de ces corrections est présenté dans la thèse de G. Bardin [25]. Les deux dernières colonnes du tableau 10 indiquent les valeurs de $m_\mu F_P^\mu$ déduites en ne prenant pas, puis en prenant en compte un taux de transition ortho-para égal à $(4,1 \pm 1,4) 10^4 \ s^{-1}$. On constate que les résultats des premières mesures en chambre à bulles sont dans les deux cas en désaccord avec les autres expériences. Ils n'ont d'ailleurs jamais

Tableau 10

Valeurs expérimentales des taux de capture dans l'hydrogène et de la constante de couplage $m_\mu F_P^\mu$ déduite. Pour le cas des μ^- dans l'hydrogène liquide, les résultats supposant $\lambda_{OP} = 0$ et $\lambda_{OP} = (4,1 \times 1,4)\ 10^4\ s^{-1}$ sont présentés.

	Auteurs	Conditions expérimentales (*)	p.d. (**)	Taux de capture publié	$m_\mu F_P^\mu$	
					$\lambda_{OP} = 0$	$\lambda_{OP} = (4,1 \pm 1,4)\ 10^4\ s^{-1}$
1	Chicago [17]	liq. C.B.	n	$428 \pm 85\ s^{-1}$	$- 19,3 \pm 8,3$	$- 17,7 \pm 8,4$
2	CERN-Bologne [18]	liq. C.B.	n	$450 \pm 50\ s^{-1}$	$- 17,1 \pm 4,8$	$- 15,4 \pm 4,8$
3	Columbia I [19]	liquide	n	$515 \pm 85\ s^{-1}$	$- 8,3 \pm 7,8$	$- 6,3 \pm 8,0$
4	Columbia II [20]	liquide	n	$464 \pm 42\ s^{-1}$	$- 13,1 \pm 4,2$	$- 11,1 \pm 4,4$
5	Dubna [22]	gaz	n	$686 \pm 88\ s^{-1}$	$- 7,6 \pm 6,0$	$- 7,6 \pm 6,0$
6	CERN-Bologne [21]	gaz	n	$651 \pm 57\ s^{-1}$	$- 10,0 \pm 3,9$	$- 10,0 \pm 3,9$
7	Saclay (présente mesure)	liquide	e	(voir Chapitre II)	$- 15,2 \pm 2,0$	$- 8,6 \pm 3,0$
				Moyenne 3 ÷ 7	$- 13,3 \pm 1,6$	$- 9,2 \pm 1,9$
				χ^2 (5 points)	2,9	0,5
				niveau de confiance	≃ 60 %	≃ 95 %

(*) C.B. = chambres à bulles

(**) p.d. = particules détectées ; n = neutrons, e = électrons.

donné lieu à des publications définitives si bien que l'analyse critique en est très difficile. Pour cette raison ils ne rentrent pas dans la comparaison et le calcul de moyenne qui suivent. Notons que la prise en compte de l'effet de transition ortho-para améliore considérablement la compatibilité des données "liquide" et "gaz".

En combinant ces différentes valeurs de $m_\mu F_p^\mu$ avec notre valeur, on obtient :

$$m_\mu F_P^\mu = - 9,2 \pm 1,9 \ . \qquad (135)$$

Toutes les mesures élémentaires sont très bien regroupées autour de cette valeur : $\chi^2 = 0,5$ pour 5 points. Notons finalement que notre mesure est particulièrement sensible au taux de transition ortho-para et une mesure plus précise de λ_{OP} volariserait fortement notre résultat.

II. COMPARAISON AVEC LE CALCUL DE $m_\mu F_P^\mu$

Le calcul théorique de la constante de couplage pseudo-scalaire est décrit dans le cadre de l'hypothèse PCAC sur le courant hadronique faible axial.

1. Hypothèse PCAC

Le succès de l'algèbre des courants introduite Gell-Mann [5] a suggéré l'existence d'une symétrie des interactions fortes du type SU(2) × SU(2), dite symétrie chirale, et dont les courants sont $V_\alpha \pm A_\alpha$. Cette symétrie n'est pas explicite (au sens de Wigner), et n'apparaît donc pas sous forme de multiplets de hadrons, mais est "spontanément brisée" (au sens de Goldstone), et donne lieu à l'existence de trois bosons de masse nulle, identifiés à un triplet de pions sans masse. Dans la limite ou SU(2) × SU(2) est exacte, le courant axial comme le courant vectoriel, est conservé : $\partial_\alpha A_\alpha = 0$.

En réalité les pions ont une masse non nulle, mais anormalement petite dans l'échelle des masses hadroniques, si bien que la symétrie SU(2) × SU(2), quoique non exacte, n'est effectivement que très faiblement "violée" : le monde réel n'est que très peu différent d'un mode exactement chiral, mais le courant axial n'est plus conservé. Les pions ayant une masse non nulle, leur désintégration en leptons est possible ($\pi \to \mu\, \nu_\mu$ ou $e\, \nu_e$). Elle ne fait intervenir que le courant axial, conduisant à la relation :

$$< 0|\partial_\alpha A_\alpha|\pi > = f_\pi\, m_\pi^2 < 0|\phi_\pi|\pi > \qquad (136)$$

où f_π est la constante de désintégration et ϕ_π le champ du pion. D'une manière générale on peut alors écrire :

$$\partial_\alpha A_\alpha = m_\pi^2\, f_\pi\, \phi_\pi + B \qquad (137)$$

où B est une fonction possédant les mêmes nombres quantiques que ϕ_π.

L'hypothèse PCAC couramment admise, et reproduite par de nombreux modèles, revient à poser [15] :

$$\partial_\alpha A_\alpha = m_\pi^2\, f_\pi\, \phi_\pi. \qquad (138)$$

Cette relation redonne bien la conservation du courant axial à la limite chirale où $m_\pi = 0$. Les conséquences de PCAC sont nombreuses et bien vérifiées expérimentalement dans le cadre des théorèmes de basse énergie relatifs aux processus ne faisant intervenir que des pions "mous" (faible q^2), mais il est hors sujet de les traiter ici.

2. Calcul de $m_\mu F_P^\mu$ dans le cadre de PCAC

L'hypothèse PCAC permet de calculer l'élément de matrice de la divergence du courant axial entre les états de nucléons :

$$< n|\partial_\alpha A_\alpha|p > = F_A(q^2) - q^2 F_P(q^2) = < n|f_\pi . m_\pi^2 . \phi_\pi|p > = f_\pi . f_{\pi pn}(q^2) . \frac{1}{1 - \frac{q^2}{m_\pi^2}} \tag{139}$$

où $f_{\pi pn}(q^2)$ est la constante de couplage pion-nucléon, pour des pions de quadri-impulsion q^2 et des nucléons sur couche de masse. Pour $q^2 = 0$ on retrouve la relation de Goldberger-Treiman [56]

$$F_A(0) = f_\pi . f_{\pi pn}(0). \tag{140}$$

Expérimentalement $f_{\pi pn}$ est extrapolé à $q^2 = m_\pi^2$ à partir de la diffusion de pions réels sur les nucléons. Sa valeur est [57] :

$$f_{\pi pn}(m_\pi^2) = 1,41 \pm 0,01. \tag{141}$$

En fonction de q^2, $f_{\pi pn}$ est généralement paramétrisé selon :

$$r(q^2) = \frac{f_{\pi pn}(q^2)}{f_{\pi pn}(0)} = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - q^2} . \tag{142}$$

Une revue récente [58] concernant cette paramétrisation vis-à-vis de la force nucléon-nucléon montre que Λ doit être compris entre 1000 et 1500 MeV. Pour $q^2 = 0$ on déduit alors :

$$f_{\pi pn}(0) = f_{\pi pn}(m_\pi^2)/(1,0143 \pm 0,0056) = 1,39 \pm 0,01 . \tag{143}$$

La constante de désintégration de pion valant [47] :

$$f_\pi = 0,94 \pm 0,01 \tag{144}$$

la valeur de $F_A(0)$ tirée de la relation de Goldberger-Treiman est :

$$F_A^{G.T.}(0) = 1,31 \pm 0,02 . \tag{145}$$

L'accord entre ce résultat et la valeur expérimentale de $F_A(0)$ (= 1,254 ± 0,007 ; voir chapitre 12) est meilleur que 5 %.

En appliquant l'hypothèse PCAC pour $q^2 = (q^2)^\mu = - 0,88\ m_\mu^2$, on peut exprimer $m_\mu F_P^\mu$ à partir de (139) selon :

$$\left[m_\mu \, F_P\right]_{PCAC} = - \, m_\mu \cdot \frac{2m}{m_\pi^2} \cdot \frac{F_A(q^2)}{1 - \frac{q^2}{m_\pi^2}} \cdot [1 + \varepsilon]$$

avec (146)

$$\varepsilon = - \frac{m_\pi^2}{q^2} \left[1 - \frac{r(q^2) . F_A(0)}{F_A(q^2)} \right]$$

m_μ, m, m_π sont les masses respectives du muon, nucléon et pion. Numériquement, en prenant les valeurs des paramètres utilisées au chapitre 12, soit essentiellement $F_A(0) = 1{,}254 \pm 0{,}007$ et $F_A(q^2) = F_A(0)/(1 - q^2/ M_A^2)^2$ avec $M_A = 930 \pm 30$ MeV, et en décrivant $r(q^2)$ par la formule (142) on obtient :

$$r^\mu = 0{,}994 \pm 0{,}003$$

$$\varepsilon^\mu = - 0{,}033 \pm 0{,}004 \qquad (147)$$

$$\left[m_\mu \, F_P^\mu\right]_{PCAC} = - 8{,}1 \pm 0{,}1 \; .$$

L'erreur ci-dessus sur $\left[m_\mu \, F_P^\mu\right]_{PCAC}$ ne porte que sur les incertitude des paramètres du calcul, et non sur la validité de l'hypothèse PCAC elle-même.

3. Calcul de $m_\mu \, F_P^\mu$ dans le cadre de la dominance du pôle du pion (PPD)

Une expression plus générale de $m_\mu \, F_P^\mu$ peut être obtenue sans hypothèse telle que PCAC. Il suffit de calculer tous les processus d'interaction forte *induisant* un terme dans le courant axial ayant les nombres quantiques de F_P (pseudo-scalaire). La Figure 36 donne l'exemple de tels processus.

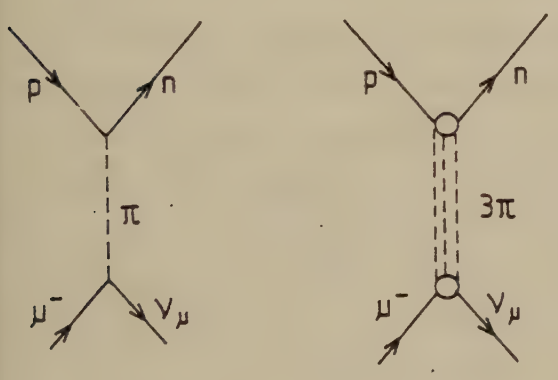


Figure 36 - Exemples de diagrammes contribuant à la valeur de F_P.

On obtient alors :

$$\left[m_\mu \, F_P^\mu\right] = - \frac{m_\mu . 2m . f_\pi . f_{\pi pn}(m_\pi^2)}{m_\pi^2 - q^2} + R(q^2) \qquad (148)$$

où le premier terme reproduit l'échange d'un seul pion et $R(q^2)$ tient compte de *tous* les autres processus. L'hypothèse de la dominance du pôle du pion (PPD) revient à négliger $R(q^2)$. Numériquement, avec les valeurs définies au paragraphe précédent, on obtient dans ce cas :

$$\left[m_\mu \, F_P^\mu\right]_{PPD} = - 9{,}1 \pm 0{,}1. \qquad (149)$$

4. Comparaison avec les valeurs expérimentales

La comparaison des résultats (134) et (135) avec le calcul (147) montre que l'hypothèse PCAC, appliqué au calcul de $m_\mu F_P^\mu$, est très bien *confirmée*. En particulier (voir tableau 10) la non prise en comte de l'effet de transition ortho-para donne une déviation de plus de 3 écarts standard avec PCAC, alors qu'en corrigeant de cet effet, la différence n'est plus significative : 0,6 écart standard. Ce résultat, à côté des succès des théorèmes de pions "mous", confirme la validité des hypothèses à l'origine de PCAC. De même le calcul basé sur l'hypothèse PPD, formule (149) est en parfait accord avec l'expérience, la taille des incertitudes expérimentales ne permettant pas de "choisir" entre les deux approches théoriques.

Cette vérification quantitative de PCAC est également *en accord* avec le résultat d'une mesure récente [9] de capture μ sur le carbone 12. Elle permet de donner une limite à l'effet d'un terme de seconde classe F_T :

$$2m\, F_T^\mu = -\ 1{,}1 \pm 1{,}9 \qquad (150)$$

qui confirme la valeur (126), résultant de l'expérience sur le carbone. La combinaison des résultats (150) et (126) donne :

$$2m\, F_T^\mu = -\ 1{,}7 \pm 1{,}4 \qquad (151)$$

valeur compatible avec zéro et qui renforce les hypothèses théoriques actuelles qui excluent les courants de seconde classe (cas des modèles électrofaibles en particulier).

Chapitre 14

CONSTANTE FONDAMENTALE DES INTERACTIONS FAIBLES ET TEST DE CPT

En plus du taux de capture il est possible d'extraire de nos mesures certains résultats, notamment une valeur améliorée de la constante de couplage faible G_F et une limite de validité du théorème CPT dans le cas des muons. Nous y avons ajouté une remarque concernant la dilatation relativiste du temps.

I. INTERPRETATION DE τ_{μ^+} : EXTRACTION DE G_F

1. Combinaison des mesures existantes de τ_{μ^+}

L'analyse des distributions temporelles des positrons de désintégration des μ^+ nous a permis de déterminer (formule (73) du chapitre 10) :

$$\tau^S_{\mu^+} = 2197{,}078 \pm 0{,}073 \text{ ns} . \qquad (152)$$

Le tableau 11 rappelle l'ensemble des mesures antérieures de τ_{μ^+}. La valeur notée τ_{μ^+} (M.M.) est la moyenne *publiée* [42] à ce jour des résultats numérotés 1 à 10 (suivant le groupe "Particle Data" [42] nous n'avons pas retenu la mesure 6, effectuée en présence d'un grand champ magnétique et trop inconsistante). Cette valeur τ_{μ^+} (M.M.) est principalement dominée par les mesures 7 et 8. En rajoutant les résultats 11 (mesure préliminaire de notre équipe, non encore pris en compte dans τ_{μ^+} (M.M.)) et 12 (présente expérience), on obtient une Nouvelle valeur Moyenne Mondiale, actualisée :

$$\tau_{\mu^+} \text{ (N.M.M.)} = 2197{,}093 \pm 0{,}052 \text{ ns} . \qquad (153)$$

Remarquons que ce sont les valeurs 8 et 12 qui contribuent essentiellement à ce résultat. En effet :

$$\tau_{\mu^+} (8 + 12) = 2197{,}093 \pm 0{,}054 \text{ ns} . \qquad (154)$$

Tableau 11

Récapitulatif des différentes mesures de τ_{μ^+}.

Date	Expérience	$\tau_{\mu^+} \pm \sigma(\tau_{\mu^+})$ ns	N°
1962	CERN [62]	2198 ± 1	1
1962	EFI [63]	2203 ± 4	2
1963	Carnegie [64]	2202 ± 3	3
1963	Columbia [65]	2197 ± 5	4
1963	Columbia [65]	2198 ± 2	5
(1972)	Washington [66]	(2200,26 ± 0,81) (*)	(6)
1973	Saclay [67]	2197,3 ± 0,3	7
1974	JINR [68]	2197,11 ± 0,08	8
1977	CERN [69]	2194,8 ± 1,0	9
1977	CERN [69]	2196,6 ± 2,0	10
	τ_{μ^+} (M.M.) [42]	2197,120 ± 0,077	
1978	Saclay [70]	2196,8 ± 0,4	11
1981	Saclay (**)	2197,078 ± 0,073	12
	τ_{μ^+} (N.M.M.)	2197,093 ± 0,052	

(*) Mesure non prise en compte dans τ_{μ^+} (M.M.) (voir [42])

(**) Mesure décrite dans cette thèse qui comprend le résultat partiel publié dans un article sur le taux de capture μ [71]

2. Rappel de l'expression théorique de τ_{μ^+}

Dans le cadre théorique habituel des interactions faibles à basse énergie (modèle V-A), un calcul désormais classique [47] détermine le taux de désintégration du muon libre :

$$\lambda_{\circ} = \frac{1}{\tau_{\mu^+}} = \frac{(G_F . m_\mu^2)^2 \, m_\mu}{192 \, \pi^3} \cdot \phi\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \cdot (1 + \Delta_{rad}) \qquad (155)$$

où m_e et m_μ sont les masses respectives de l'électron et du muon, G_F la constante de couplage faible de Fermi, ϕ une fonction valant :

$$\phi(x) = 1 - 8\,x + 8\,x^3 - x^4 + 12\,x^2 \ln\left(\frac{1}{x}\right) \qquad (156)$$

et Δ_{rad} la correction radiative. Le calcul à l'ordre α des corrections de Bremsstrahlung interne et externe, dans le modèle V-A, en négligeant la masse de l'électron, conduit à [59] :

$$\Delta_{rad}(\alpha) = \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{25}{4} - \pi^2\right) = 4{,}204 \times 10^{-3} \qquad (157)$$

Le seul terme d'ordre α^2 calculé jusqu'ici est celui qui contient les singularités en m_e, masse de l'électron. Il vaut [60] :

$$\Delta_{rad}(\alpha^2) = -\frac{1}{3}\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2\left(\pi^2 - \frac{25}{4}\right) \ln\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right) = -3{,}5 \times 10^{-5}. \qquad (158)$$

L'effet de ce terme est d'augmenter la valeur de G_F de $1{,}7 \times 10^{-5}$, c'est-à-dire d'une valeur du même ordre que l'erreur expérimentale induite par τ_{μ^+} (formule (153)). La précision expérimentale actuelle justifierait donc un calcul plus précis des corrections radiatives, incluant tous les termes d'ordre α^2.

La prise en compte de l'existence de bosons intermédiaires $W^{\pm}$ modifie le taux de désintégration qui devient λ_o^{BI} [61] :

$$\lambda_o^{BI} = \lambda_o\left(1 + \frac{3}{5}\left(\frac{m_\mu}{m_W}\right)^2\right) \qquad (159)$$

La limite inférieure actuelle à la masse m_W vaut 20 GeV [42], qui entraîne un effet relatif inférieur à $1{,}7 \times 10^{-5}$. Remarquons que dans le modèle de Weinberg-Salam [12] standard, on a $m_W = 78{,}1 \pm 1{,}7$ GeV [42] et qu'alors l'effet (159) est négligeable devant la précision expérimentale (153).

3. Extraction de G_F

En reportant les valeurs les plus récentes de m_e et m_μ [42] :

$$m_e = 0{,}5110034 \pm 0{,}0000014 \text{ MeV}$$
$$m_\mu = 105{,}65946 \pm 0{,}00024 \text{ MeV}$$

et de la constante de structure fine [42] :

$$\alpha = 1/(137{,}03604 \pm 0{,}00011)$$

dans la formule (155), on déduit la valeur de la constante de couplage de Fermi G_F associée à la valeur expérimentale (153) de τ_{μ^+} et *pour les corrections radiatives calculées à l'ordre* α :

$$G_F = (1{,}16633 \pm 0{,}00002)\ 10^{-5}\ \text{GeV}^{-2}\ . \qquad (160)$$

L'erreur donnée ci-dessus doit être augmentée pour tenir compte des corrections radiatives d'ordre α^2, malheureusement non calculées, qu'on peut supposer être de l'ordre de (158). On trouve alors :

$$G_F = (1{,}16633 \pm 0{,}00003)\ 10^{-5}\ \text{GeV}^{-2}\ . \qquad (161)$$

II. TEST DU THEOREME CPT

La comparaison des valeurs de τ_{μ^+} et τ_{μ^-} obtenues permet de tester la validité du théorème CPT pour les muons, en faisant une hypothèse sur le taux de capture dans l'hydrogène liquide. Le théorème CPT prévoit notamment que les durées de vie et les masses des particules sont égales à celles des anti-particules. Le meilleur test actuel de CPT est donné par la différence de masse $\Delta m_K/m_K < 10^{-14}$ [42] entre le K_o et le $\overline{K_o}$. Cependant il est intéressant de vérifier la validité de CPT dans d'autres systèmes que celui très particulier du K_o, et notamment dans la désintégration du muon, sensible à de possibles violations dues aux interactions faibles.

La valeur de τ_{μ^-} mesurée (78) combine différents effets (voir chapitre 11) :

- capture dans pμp ;
- liaison dans pμp ;
- contamination en deutérium.

Pour corriger de l'effet de capture, nous pouvons prendre les résultats obtenus par les expériences précédentes dans l'hydrogène liquide ou gazeux, détectant des neutrons et donc indépendamment de l'hypothèse CPT. En tenant compte de l'effet ortho-para mesuré on obtient (voir tableau 10 du chapitre 13, mesures 3 à 6) $m_\mu F_P^\mu = -9{,}6 \pm 2{,}5$, d'où $\lambda_{OM} = 501 \pm 27\ s^{-1}$. Pour nos conditions expérimentales le taux de capture moyen doit reprendre en compte la transition ortho-para, et vaut (formule (91) du chapitre 11) $\lambda_c = 435 \pm 31\ s^{-1}$. L'effet de liaison du μ^- au sein de la molécule pμp (paragraphe IV du chapitre 11) diminue λ_c de $\varepsilon_1 = 12\ s^{-1}$, et la contamination en deutérium augmente λ_c de $\varepsilon_2 = 21 \pm 7\ s^{-1}$ (paragraphe III du chapitre 11). Finalement la vie moyenne τ_{μ^-}, dans nos conditions expérimentales, est :

$$\frac{1}{\tau_{\mu^-}} = \lambda_o(\mu^-) + \lambda_c - \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \qquad (161)$$

soit, à partir de la valeur (78) :

$$\lambda_o(\mu^-) = (455156 \pm 35)\ s^{-1}. \qquad (162)$$

La valeur (153) de τ_{μ^+} (N.M.M.) permet de déterminer le taux $\lambda_o(\mu^+)$:

$$\frac{1}{\tau_{\mu^+}} = \lambda_o(\mu^+) = (455147 \pm 11)\ s^{-1}. \qquad (163)$$

L'écart relatif entre ces deux valeurs (162) et (163) vaut $(2 \pm 8)\ 10^{-5}$ et donne le niveau de vérification de CPT dans la désintégration des muons.

III. TEST DE LA DILATATION RELATIVISTE DU TEMPS

Les résultats obtenus par l'équipe ayant mesuré le facteur (g-2) du muon [69] ont aussi donné les taux de désintégration *en vol* des muons :

$$\begin{aligned} \lambda_o(\mu^- \; ; \gamma = 29{,}327 \pm 0{,}004) &= 15535{,}7 \pm 7{,}0 \; s^{-1} \\ \lambda_o(\mu^+ \; ; \gamma = 29{,}327 \pm 0{,}004) &= 15523{,}4 \pm 14{,}0 \; s^{-1}. \end{aligned} \tag{164}$$

A l'époque on a pu former le rapport :

$$L_+ = \frac{\gamma \, \lambda_o(\mu^+ \; ; \gamma) - \lambda_o(\mu^+)}{\lambda_o(\mu^+)} = (2.4 \pm 9.1) \; 10^{-4} \; . \tag{165}$$

Maintenant, grâce à la mesure de τ_{μ^-} (78) et à la valeur (162) de $\lambda_o(\mu^-)$ qu'il est possible d'en déduire, on peut aussi calculer :

$$L_- = \frac{\gamma \, \lambda_o(\mu^- \; ; \gamma) - \lambda_o(\mu^-)}{\lambda_o(\mu^-)} = (10{,}1 \pm 4{,}8) \; 10^{-4}. \tag{166}$$

Les rapports L_+ et L_-, dont les valeurs attendues sont zéro, testent la dilatation relativiste du temps. Pour la première fois une comparaison *particule-antiparticule* est possible.

Conclusion

Une technique permettant la mesure précise de la durée de vie du muon a été développée. Elle utilise le faisceau pulsé de l'Accélérateur Linéaire de Saclay. La mesure se fait après l'impulsion de faisceau, ce qui évite toute régénération de la source de muons et permet d'obtenir un bruit de fond de très faible niveau. Les électrons de désintégration des muons sont détectés par six télescopes. Chacun de ces télescopes se compose de trois scintillateurs en coïncidence triple, ce qui élimine le bruit de fond des neutrons ambiants. La distorsion proportionnelle au taux d'acquisition est mesurée en acquérant des données à un taux environ cinq fois plus élevé, permettant une extrapolation à zéro. Les effets de polarisation sont très réduits (pour la mesure de τ_{μ^+}) par l'utilisation d'une cible de soufre et de bobines de Helmoltz compensant le champ magnétique local.

Un ensemble de données comprenant $1{,}2 \times 10^9$ événements e^+ et $1{,}3 \times 10^9$ événements e^- ont permis de mesurer avec une précision d'environ 3×10^{-5} la vie moyenne des μ^+ et des μ^-. Cette mesure précise des durées de vie est appliquée au calcul du taux de capture des μ^- dans l'hydrogène. Pour cela nous avons utilisé une cible d'hydrogène liquide extrêmement pure, dont la géométrie a été étudiée afin que seuls subsistent au moment de la mesure les μ^- arrêtés dans l'hydrogène. Les contaminations en impuretés lourdes de la cible sont rendues négligeables par un nettoyage et un filtrage soigneux. La distorsion due au deutérium est déterminée à partir d'une mesure où sa concentration a été augmentée pour pouvoir extrapoler à contamination nulle. Dans ces conditions la comparaison des valeurs de τ_{μ^+} et τ_{μ^-} permet de déduire le taux de capture moyen λ_c (dans l'hydrogène liquide et relativement à nos conditions expérimentales) avec une précision de 19 s^{-1}, soit 2,2 fois mieux que la meilleure des mesures antérieures.

L'interprétation de ce taux de capture moyen nécessite en particuler la prise en compte de la transition entre les états ortho et para de la molécule pμp. Grace à la valeur expérimentale, obtenue par notre équipe, du taux λ_{OP} de cette transition, on peut déduire le taux de capture λ_{OM} dans l'état ortho. Mais l'incertitude sur λ_{OP} augmente l'erreur sur λ_{OM} (par rapport à celle de λ_c) qui devient 32 s^{-1}. Cette précision finale reste néanmoins 1,4 fois meilleure que celle des précédentes mesures. A partir de λ_{OM} nous avons calculé la constante de couplage pseudo-scalaire faible $m_\mu F_P^\mu$ qui a été comparée aux précédentes expériences également corrigées de l'effet ortho-para. La consistance des différents résultats est maintenant très bonne et permet de déterminer $m_\mu F_P^\mu$ à 20 %. Le résultat obtenu tout à fait compatible avec les mesures effectuées dans les noyaux. Il est intéressant en effet de comparer la valeur de $m_\mu F_P^\mu$ pour le nucléon à celles pour les noyaux où de possibles effets de renormalisation ont parfois été évoquées. La comparaison avec la valeur théorique calculée dans le cadre de PCAC corrobore la validité de cette hypothèse et confirme l'absence de courants de seconde classe.

L'incertitude sur les durées de vie τ_{μ^+} et τ_{μ^-}, ainsi que les diverses corrections permettant d'aboutir au taux de capture sont essentiellement de nature statistique. Ceci est dû surtout au fait que la plupart des corrections sont obtenues directement par des mesures annexes dans des conditions où l'effet est amplifié (effet de taux, effet de la contamination en deutérium, effet de polarisation). Le plus gros danger des mesures dans l'hydrogène est la possibilité, malgré les précautions prises, d'une contamination incontrolée ($\geq 10^{-8}$), en noyaux voisins de l'azote ou du néon. Mais une mesure effectuée ultérieurement par notre groupe, dans les mêmes conditions expérimentales, sur le deutérium qui est environ dix fois plus sensible aux impuretés que l'hydrogène (il reste peu dans l'état moléculaire), n'a pas fait apparaître d'effet important. On confirme ainsi les arguments de cette thèse montrant que dans nos conditions d'expérience le niveau d'impuretés a un effet très faible.

Ces considérations laissent penser que la précision de la mesure pourrait être encore améliorée. Mais nous avons vu que la limitation principale, en ce qui concerne le taux de capture, provient de l'incertitude sur l'effet ortho-para qu'il conviendrait d'abord de mieux préciser. D'autre part pour réduire de façon significative les incertitudes sur les durées de vie τ_{μ^+} et τ_{μ^-} il faudrait des temps de mesure considérables, compte tenu de l'impossibilité de travailler à des taux trop élevés. Cet effort pourrait s'envisager pour la mesure de τ_{μ^+} (en augmentant le nombre de télescopes) si une précision plus grande de la constante de couplage faible G_F était nécessaire aux théories electrofaibles, et si, d'autre part, les corrections radiatives étaient calculées avec suffisamment de précision.

ANNEXES

TABLE DES ANNEXES

Annexe 1 : Les faisceaux de pions et de muons de l'ALS..... 125
Annexe 2 : Détermination expérimentale des paramètres géométriques de la cible..... 129
Annexe 3 : Réglage des tensions des photomultiplicateurs..... 133
Annexe 4 : Calibration et tests du système horloge-chronomètre..... 135
Annexe 5 : Paramètres électroniques et tests relatifs à la réjection des multiples..... 141
Annexe 6 : Calcul de l'effet des impuretés dans l'hydrogène..... 149
Annexe 7 : Mesure directe de l'effet du néon dans l'hydrogène liquide..... 153
Annexe 8 : Distorsion induite par la contamination de deutérium..... 155
Annexe 9 : Contrôle expérimental de la concentration de deutérium..... 159
Annexe 10 : Tests du programme d'analyse..... 161
Annexe 11 : Détails de l'analyse des distributions temporelles expérimentales. 165
Annexe 12 : Détails des calculs relatifs à la transition ortho-para..... 175
Annexe 13 : Diffusion des muons dans la cible..... 179

Annexe 1

LES FAISCEAUX DE PIONS ET MUONS DE L'A.L.S.

Les caractéristiques des faisceaux de pions et de muons de l'Accélérateur Linéaire de Saclay sont décrites en détail dans [72]. Dans cette annexe nous ne rappelons que les caractéristiques qui sont utiles pour notre mesure.

I. PRODUCTION DES PIONS

Le faisceau principal de l'ALS est un faisceau d'électrons dont l'énergie peut atteindre 700 MeV. Dans une cible de cuivre les électrons produisent un fort rayonnement de freinage. Ces photons intéragissent avec les noyaux de la même cible pour produire des pions. Le processus de base est la photoproduction, au voisinage de la résonnance $(\frac{3}{2}, \frac{3}{2})$. La section efficace de photoproduction est maximale à 90° de la direction des photons incidents et c'est à cet angle que les pions sont recueillis. Les électrons de la gerbe électromagnétique, émis vers l'avant, peuvent ainsi être éliminés. La contamination ne provient que des électrons diffusés à 90° par les noyaux de la cible.

Le faisceau obtenu présente les mêmes caractéristiques temporelle que le faisceau d'électrons principal : impulsion de largeur T à une fréquence f (T = 3 µs, f = 3000 Hz). La Fig. A.1 décrit la distribution énergétique des pions photoproduits par des électrons de 420 MeV (énergie utilisée pour les expériences en pions et muons). On constate que le flux maximal est obtenu pour des pions d'énergie cinétique de 70 MeV, à la fois pour des π^+ et des π^-.

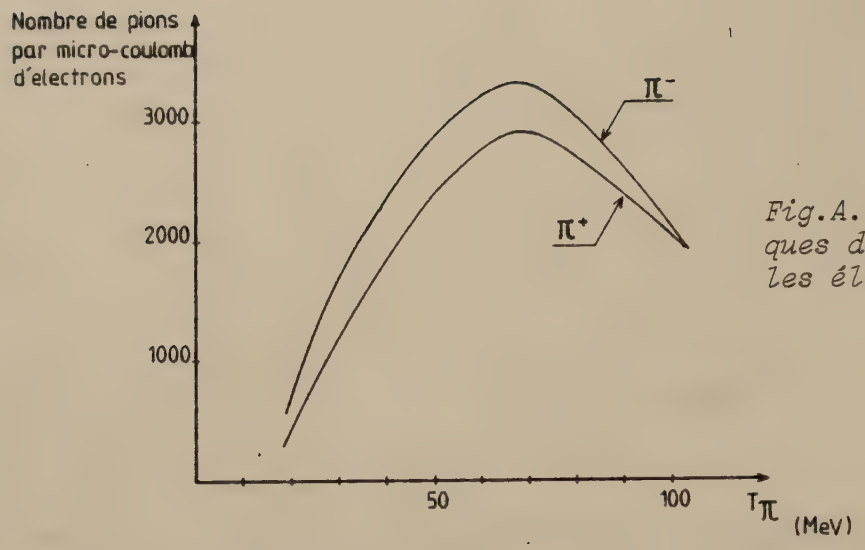


Fig.A.1 - Distributions énergétiques des pions photoproduits par les électrons de 420 MeV.

II. OBTENTION DES MUONS

Les muons sont obtenus par désintégration en vol des pions ($\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$), à l'intérieur d'un "canal" de 4 m de longueur. La Fig.A.2 schématise ce canal, avec ses aimants de déviation (A0, A1, A2) et ses quadrupôles de focalisation (Q_{1-7}, Q_8, Q_9). Les muons sélectionnés (par l'aimant A2) pour notre expérience sont ceux émis vers l'avant dans le centre de masse du pion. Le réglage retenu est un *compromis* entre le flux le plus grand possible et une courbe de parcours dont la largeur ne dépasse pas 1g d'hydrogène. Les pions déviés par les aimants A0 et A1 ont alors une énergie de 20 MeV et l'énergie cinétique des muons "avant" vaut 38 MeV. La tache du faisceau de muons, au niveau de la cible d'hydrogène, a 10 cm d'extension horizontale et 6 cm dans le sens vertical. Le flux de ce faisceau vaut 100 muons par microcoulomb d'électrons incidents.

III. COURBES DE PARCOURS DES FAISCEAUX DE π ET μ

Les distributions en énergie des faisceaux de π et μ sont mesurées par la technique des courbes de parcours : on compte le nombre de particules stoppant dans un compteur très fin en fonction de l'épaisseur d'absorbant placé en amont. La Fig. A.3 montre les courbes de parcours relatives au faisceau de muons défini au paragraphe II ci-dessus, et au faisceau de pion dont le parcours moyen est le même que celui des muons précédents. La courbe en pointillé (μ^-) correspond à un réglage utilisé pour les mesures en cible vide (voir Chapitre 5).

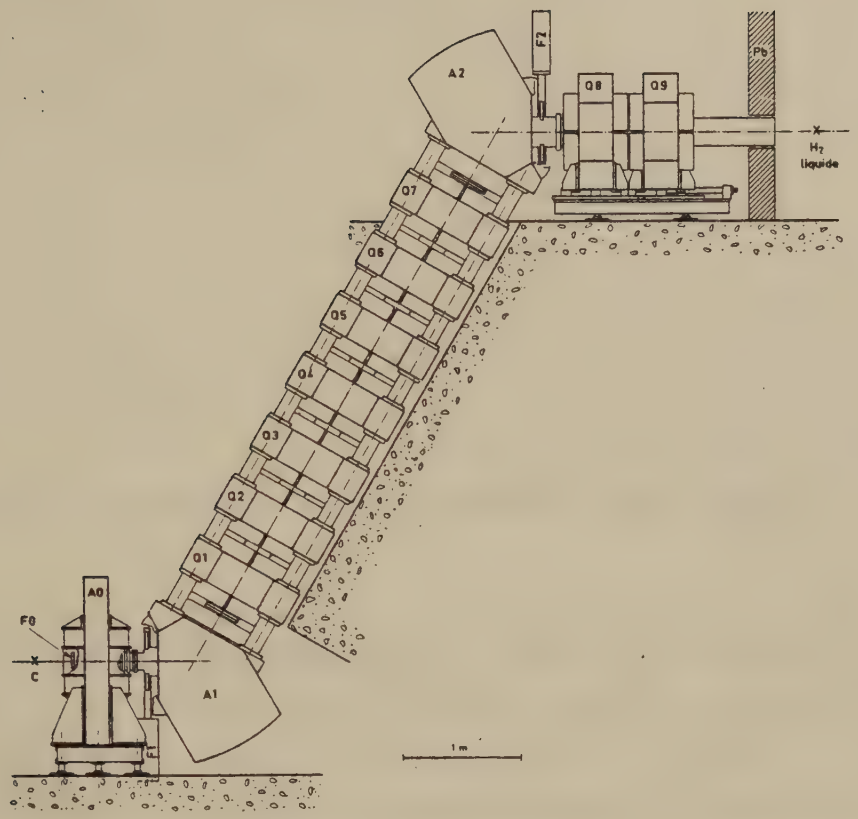


Fig.A.2 - Schéma du canal de muons PM2 de l'accélérateur linéaire de Saclay.

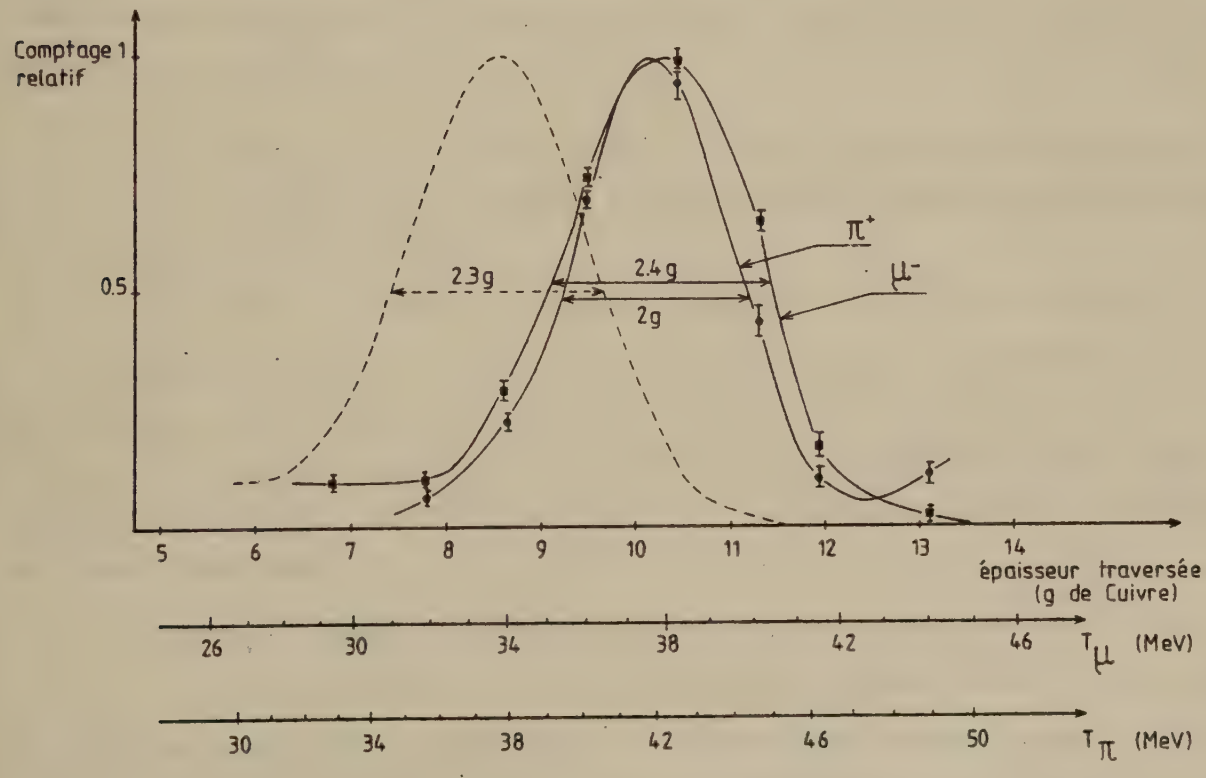


Fig.A.3 - Courbes de parcours en π et μ (voir texte, § III).

Annexe 2

DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES DE LA CIBLE

La détermination expérimentale de l'épaisseur des parois de la cible, de son diamètre et du diamètre de collimation a déjà été exposée dans un travail précédent [27]. Cette annexe ne fait que répeter cet exposé.

La mesure décrite porte sur le nombre de muons stoppés dans les parois de la cible et dans les scintillateurs d'un télescope à l'extérieur de la cible. Ces données déterminent les dimensions de la cible et des collimateurs. Afin que le temps de vie mesuré τ_{μ^-} ait une erreur inférieure à 3×10^{-5}, les conditions limites suivantes sont nécessaires (voir chapitre 5, paragraphe II pour le calcul de ces limites) :

a) une proportion de μ^- stoppés dans les parois de cuivre inférieure à 10^{-2},
b) une proportion de μ^- stoppés dans les scintillateurs (carbone et hydrogène) inférieure à 10^{-4},
c) un retard à la mesure de 1 µs par rapport au pulse de faisceau.

La méthode de mesure consiste à utiliser une cible "fantôme" faite de lames de plexiglas régulièrement espacées pour reproduire une densité moyenne de 0,145 gm/cm^2, donnant le même pouvoir d'arrêt que l'hydrogène liquide. Cette cible est placée dans une boîte de cuivre de $30 \times 20 \times 20$ cm^3 dont les parois ont 5 mm d'épaisseur.

Le dispositif expérimental de cette mesure est schématisé sur la Fig. A.4

Les muons sont détectés dans $\phi_1 \phi_2$. L'une des faces de la cible "fantôme" est une plaque de cuivre d'épaisseur variable e. Deux scintillateurs R1 et R2 sont disposés parallèlement à cette face. La mesure porte sur deux types d'événements :

a) coïncidences $\phi_1\phi_2\ R_2\ \overbrace{(R_1R_2)}^{\text{porte 5 µs}}$

b) coïncidences $\phi_1\phi_2\ \overbrace{(R_1R_2)}^{\text{porte 5 µs}}$.

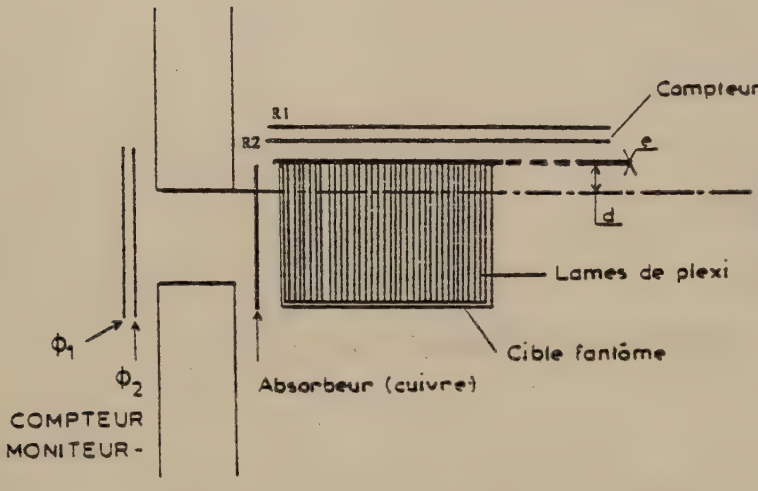


Fig. A.4 - Cible "fantôme" utilisée pour la détermination expérimentale de l'épaisseur des parois et du diamètre de la cible finale.

Les coïncidences a) signent l'arrêt d'un muon dans R_2 par son parcours ϕ_1, ϕ_2, R_2 et par ses produits de désintégration R_1, R_2 dans la porte de 5 µs. Les coïncidences b) signent les muons stoppés dans la cible.

La proportion de muons stoppés dans R_2, telle qu'elle apparaîtra, est :

$$\alpha = \phi_1\phi_2\ R_2\ \overbrace{R_1R_2}\ /\ \phi_1\phi_2\ \overbrace{R_1R_2}$$

Il s'agit donc de la valeur directement mesurée dans cette expérience.

Ce rapport a été mesuré pour différentes valeurs de l'épaisseur e et de la distance d (voir Fig. A.4), distance de la face d'épaisseur variable de la cible aux bords du collimateur. Deux séries de mesures correspondent à la face supérieure et à une surface latérale de la cible. Cette dernière est plus défavorable à cause de l'étalement plus grand du faisceau dans le plan horizontal.

Les courbes de la Fig. A.5 donnent les variations de α avec d et e.

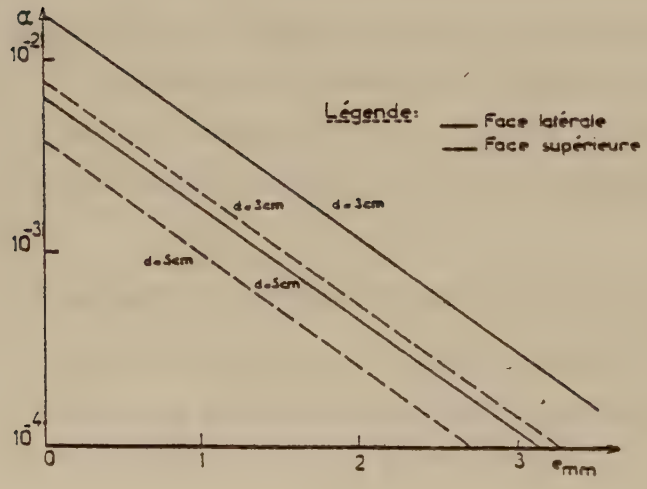


Fig. A.5 - Valeur du rapport α mesurée en fonction de d, e et de l'orientation de la face étudiée. Les droites tracées correspondent à un ajustement des points expérimentaux supposant un comportement exponentiel de α, approximativement vérifié.

Pour e=0, α correspond aux μ^- stoppés dans les parois.

En conclusion, une distance d=5 cm et une épaisseur e=3,5 mm conviennent. Les paramètres choisis :

ϕ collimateur = 13 cm
ϕ cible = 24,5 cm
ép.parois = 3,5 mm

permettent de remplir les conditions définies aux points a), b) et c) du début de cette annexe.

Annexe 3

REGLAGE DES TENSIONS DES PHOTOMULTIPLICATEURS

Les discriminateurs sont tous réglés avec un seuil de 250 mV. Les hautes tensions des photomultiplicateurs sont alors ajustées à une valeur telle que :

- elle soit minimale afin que le bruit propre de chaque photomultiplicateur soit le plus réduit possible ;
- elle permette de détecter un électron qui traverse perpendiculairement le scintillateur.

Pour cela nous utilisons les événements cosmiques en coïncidence entre les 6 compteurs de deux télescopes diamétralement opposés (par exemple : $A_{123}\ D_{123}$). En prenant un moniteur pour les comptages (un troisième télescope par exemple) on étudie la variation du nombre de coïncidence $A_{123}\ D_{123}$ en fonction de la tension de chacun des A_i et des D_i, ce qui permet d'obtenir les courbes dont un exemple typique est reporté sur la Fig. A.6.

Le plateau de comptage est très net et signifie qu'au-dessus de la tension à la cassure l'amplitude du signal "électron traversant" est supérieure au seuil. La tension idéale est donc celle "à la cassure". Le cas des compteurs n°3 (externes) de chaque télescope est particulier : ils peuvent être touchés par des électrons qui n'arrivent pas à les traverser. Aussi a-t-on intérêt à choisir pour ces compteurs une tension de fonctionnement plus élevée que celle de la cassure. Le Tableau A.1 donne un exemple des valeurs des tensions affichées (en juillet 1981) ainsi que les taux d'événements en simple, double et tripe coïncidences qui en résultent, pour chaque télescope, avec un faisceau de π^+ et pendant les 10 premières microsecondes de la porte de mesure.

Au début de chaque période expérimentale, ces réglages sont vérifiés à l'aide des électrons de désintégration des muons en mesurant les spectres d'amplitude

de chaque scintillateur, seul ou conditionnée par les autres scintillateurs du même télescope.

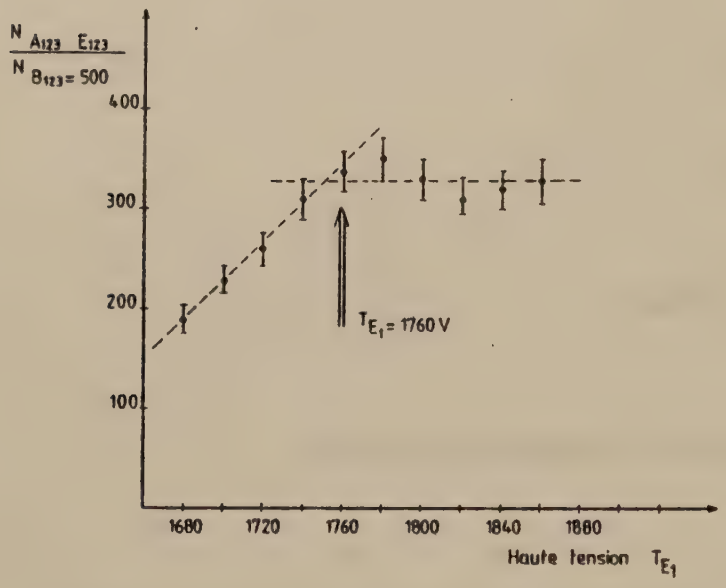


Fig. A.6 - Courbe de haute tension typique (compteur E1, juillet 1981).

Tableau A.1

Hautes tensions et taux de comptage en simple, double et triple coïncidence (juillet 1981)

Les taux correspondent aux événements des 10 premières microsecondes de la porte de mesure, pour un faisceau de π^+ s'arrêtant dans la cible de soufre S_1 décrite au Chapitre 2 ; le nombre de π^+ accepté est tel que le taux moyen d'acquisition n_e (coïncidence triple) vaut environ 0,1. L'incertitude relative sur les valeurs des taux est de l'ordre de 2 %.

Voie	Cpt 1 (*tension*)	Cpt 2 (*tension*)	Cpt 3 (*tension*)	Coïnc. 12	Coïnc. 13	Coïnc. 23	Coïnc. 123
A	0,256 *(1680)*	0,231 *(1730)*	0,154 *(1890)*	0,201	0,134	0,140	0,129
B	0,222 *(1720)*	0,208 *(1630)*	0,179 *(1670)*	0,191	0,154	0,159	0,141
C	0,202 *(1640)*	0,159 *(1610)*	0,129 *(1940)*	0,142	0,111	0,114	0,109
D	0,187 *(1650)*	0,155 *(1800)*	0,103 *(1790)*	0,138	0,095	0,097	0,092
E	0,179 *(1760)*	0,135 *(1750)*	0,104 *(1860)*	0,111	0,085	0,089	0,082
F	0,189 *(1890)*	0,153 *(1860)*	0,117 *(1870)*	0,135	0,103	0,110	0,101

Annexe 4

CALIBRATION ET TESTS DU SYSTEME HORLOGE-CHRONOMETRE

Cette annexe rend compte des mesures et tests effectués sur le système horloge-chronomètre :

- calibration en fréquence et stabilité de l'horloge ;
- linéarité et effet "pair-impair" des chronomètres.

I. Calibration et stabilité de l'horloge

L'horloge est constituée d'un circuit oscillant piloté par un quartz. Elle délivre une fréquence de 500 MHz. C'est la calibration précise de cette valeur qui est décrite dans ce paragraphe.

1. Mesures directes avec pré-échelles

L'horloge possède une sortie de 100 MHz, synchrone de celle à 500 MHz, qui est comptée pendant un temps suffisamment long par trois échelles (afin de contrôler les erreurs de fonctionnement), précédées par des pré-échelles pouvant accepter jusqu'à 250 MHz. Un autre type de pré-échelles a également été utilisé, qui consiste en un discriminateur à sortie élargie, pour ne délivrer une impulsion que toutes les 4 entrées à 100 MHz. Les résultats de ces mesures sont donnés dans le Tableau A.2. La durée de comptage est déterminée à partir de l'Horloge Parlante Française. Son incertitude correspond au temps d'intervention manuelle pour démarrer et arrêter les acquisitions, soit ±1s. L'incertitude sur les comptages est ±0,5 de la valeur affichée par les échelles (auxquelles il convient d'ajouter +0,5). Pour toutes les mesures, les trois échelles ont toujours donné les mêmes comptages.

Tableau A.2

Résultats de la mesure avec "pré-échelles"

	pré-échelles "250 MHz"	pré-échelles "DISCRI"
Temps de comptage (s)	99 180 ± 1	250 200 ± 1
Oscillations comptées	(3 783 620,5 ± 0,5) × 2 621 440	(2 982 776,5 ± 0,5) × 8 388 608
Période moyenne (ns)	9,9994615 ±0,0001021	9,9994633 ±0,0000416
$\frac{T_{mesuré} - 2ns}{2ns}$	$(- 5,29 \pm 1,02)10^{-5}$	$(- 5,37 \pm 0,42)10^{-5}$

2. Mesure indirecte (d'une fréquence connue)

Le principe de cette calibration est la mesure par le système horloge-chronomètre d'une fréquence auxiliaire dont la valeur *moyenne* est très bien connue. On envoit aux chronomètres des signaux start-stop *corrélés* : le temps qui les sépare correspond exactement à 5 périodes du générateur auxiliaire. On mesure *simultanément* (i) l'écart moyen entre le start et le stop par le système horloge-chronomètre à calibrer, (ii) la fréquence moyenne du générateur auxiliaire par la méthode décrite au paragraphe précédent (mesure directe). Le Tableau A.3 donne le résultat de cette calibration qui s'applique à la fois au chronomètre et à la sortie 500 MHz de notre horloge. Par rapport au Tableau A.2, les incertitudes du Tableau A.3 sont multipliées par 3, car 3 mesures indépendantes ont été sommées.

3. Calibration retenue

Les trois mesures effectuées concordent. Les incertitudes données sont de nature systématiques, si bien que la valeur moyenne T_h de la période de notre horloge qu'il est possible de retenir est :

$$\frac{T_h - 2ns}{2ns} = - (5,4 \pm 0,5)10^{-5}.$$

Tableau A.3

Résultat de la mesure d'une fréquence connue

Temps de comptage (s)	411 480 ± 3
Nombre d'oscillations "connues" comptées	(10045872,5 ± 1,5) × 4096
Période "connues" moyenne (μs)	10,00002582 0,00007440
Ecart moyen correspondant à 5 périodes connues	25001,428 canaux
$\frac{T_{mesuré} - 2ns}{2ns}$	$(-5,45 \pm 0,74)10^{-5}$

L'incertitude de la calibration vaut donc 5×10^{-6} et est parfaitement négligeable devant les 3×10^{-5} de précision relative visée sur τ_μ. La largeur des canaux pour la mesure de τ_μ vaut alors (après regroupement par 16) :

$$\Delta = (31,99827 \pm 0,00016) \text{ ns.}$$

4. Stabilité

La fréquence de l'horloge peut dériver lentement avec la température. Les mesures réalisées par le constructeur garantissent un effet inférieur à 10^{-8} pour une variation de 5°C. Ce niveau de précision est donc largement suffisant pour notre mesure, et cette dérive n'a pas été recontrôlée.

II. LINEARITE DES CHRONOMETRES

La linéarité des chronomètres a été vérifiée par deux méthodes :

1. Mesure de l'écart de signaux "start" et "stop" corrélés

Cette mesure, à partir de "starts" et de "stops" *corrélés*, issus de la sortie 100 MHz de l'horloge elle-même, élimine tout effet de fluctuation de la fréquence de l'oscillation et ne laisse subsister que l'éventuelle non-linéarité recherchée. Les écarts choisis sont multiples de 2560 T_h (où T_h est la période de l'horloge dont la mesure a été décrite ci-dessus). Pour des écarts allant jusqu'à 61,44 μs, les "stops" se répartissent bien tous les 2560 canaux, sans aucun effet de non linéarité supérieur à $\frac{1}{4}$ de canal. On peut ainsi affirmer que la linéarité des chronomètres est assurée à mieux que 10^{-5} sur toute la porte de mesure de 65 μs.

2. Mesure d'un bruit blanc

Cette mesure a été réalisée plus particulièrement pour tester le bon fonctionnement de la réjection des multiples. Elle est donc décrite dans l'annexe 5, au paragraphe I.2. Mais elle peut également être interprétée en terme de linéarité du système horloge-chronomètre : l'ajustement du spectre "blanc" par une droite d'équation :

$$dn(t) = N\ (1 + \varepsilon\ t)$$

donne $\varepsilon = (3 \pm 1)\ 10^{-9}\ ns^{-1}$, qui correspond à une distorsion sur le temps de vie τ_μ valant :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = (7 \pm 2)\ 10^{-6}\ .$$

Cette mesure, comme la précédente, confirme qu'au niveau de précision de la mesure ($\simeq 3 \times 10^{-5}$), les effets éventuels de non linéarité sont négligeables.

III. EFFET PAIR-IMPAIR

Les échelles "chronomètres" qui comptent les oscillations de l'horloge entre un signal "start" et un signal "stop" sont constituées de bascules électroniques (transistors). Le point faible de ce dispositif est l'éventuelle différence entre les seuils de passage de l'état 0 à l'état 1 et de l'état 1 à l'état 0 de la bascule d'entrée. Dans ce cas, en effet, la largeur des canaux pairs est différente de celle des canaux impairs (voir Fig. A.7). Les contenus des canaux pairs ou impairs sont alors distordus,de même que la mesure de temps moyen de la distribution temporelle.

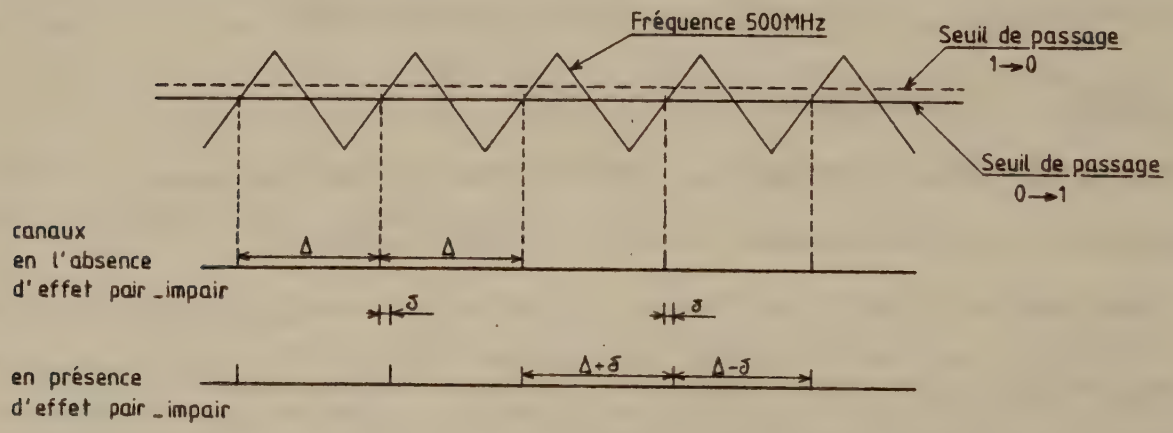


Fig. A.7 - Schématisation de l'effet pair-impair dû à une différence entre les seuils de basculement de la mémoire d'entrée du chronomètre des positions 0 vers 1 et 1 vers 0.

1. Calcul de l'effet de distorsion

Supposons que la largeur des canaux impairs soient supérieure d'une valeur δ à la largeur moyenne Δ (et donc que les canaux pairs aient une largeur de $\Delta-\delta$), comme la Fig. A.7 le schématise. Si θ_p et θ_i représentent les temps associés (en l'absence de distorsion) aux canaux pairs et impairs, le temps moyen de la distribution mesurée vaut :

$$\langle t_1 \rangle = \frac{\int t \, dn_e(t)}{\int dn_e(t)} = \frac{\Sigma \theta_p N_p + \Sigma \theta_i N_i}{\Sigma N_p + \Sigma N_i}$$

où N_p et N_i sont les contenus des canaux pairs et impairs. En présence d'une valeur δ non nulle (mais faible devant Δ), le calcul exact doit être :

$$\langle t_2 \rangle = \frac{\Sigma \theta_p \left(N_p + N_i \frac{\delta}{\Delta}\right) + \Sigma \theta_i N_i \left(1 - \frac{\delta}{\Delta}\right)}{\Sigma N_p + \Sigma N_i} .$$

En posant $\varepsilon = \frac{\delta}{\Delta}$ on obtient :

$$\left| \langle t_2 \rangle - \langle t_1 \rangle \right| = \frac{\delta}{2} = \frac{\varepsilon \Delta}{2}.$$

Si on néglige l'effet pair-impair, l'erreur relative sur le temps de vie est $\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\varepsilon\Delta}{2\tau}$.

2. Mesure de ε

Si, au lieu d'une distribution exponentielle, on mesure un bruit blanc dont le taux instantanné vaut k, on a, pour une durée totale de mesure T :

$$N_p = k\,(\Delta-\delta)T$$

$$N_i = k\,(\Delta+\delta)T$$

et

$$\varepsilon = \frac{\delta}{\Delta} = \frac{\Sigma N_i - \Sigma N_p}{\Sigma N_i + \Sigma N_p} .$$

Le Tableau A.4 récapitule les mesures qui ont été effectuées, soit avec un bruit blanc produit électroniquement, soit à partir d'événements cosmiques ou issus de sources radioactives de période longue. Les mesures ont été faites avec différents regroupements des canaux élémentaires de 2ns, soit différentes valeurs de Δ. Pour les conditions finales de la mesure Δ vaut 32 ns, et dans ces conditions l'effet trouvée est :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = (1,0 \pm 0,3)10^{-6}$$

qui est largement tolérable. Plus précisément, si l'effet trouvé est interprété comme ayant son origine dans une différence des seuils de bascule, il doit disparaître dès qu'on regroupe les canaux élémentaires par multiple de 2. Cette propriété est bien vérifié par la forte décroissance de ε entre le cas $\Delta=2$ (pas de regroupement) et $\Delta=4$ (regroupement par 2), quoiqu'un léger effet résiduel semble subsister mais à un niveau largement négligeable.

Tableau A.4

Mesure de l'effet pair-impair (voir texte)

Origine du bruit blanc	Δ (ns)	N_p	N_i	ε	$\Delta\tau/\tau$
Cosmique	2	4503675	4323595	$2,04 \times 10^{-2}$	$9,1 \times 10^{-6} \pm 3 \times 10^{-9}$
électronique	2	731179	700635	$2,13 \times 10^{-2}$	$9,7 \times 10^{-6} \pm 2 \times 10^{-8}$
Cosmique	4	4406608	4397919	$9,9 \times 10^{-4}$	$(9 \pm 3)10^{-7}$
électronique	4	716703	717620	$6,4 \times 10^{-4}$	$(6 \pm 8)10^{-7}$
Cosmique	32	2211476	2207404	$9,3 \times 10^{-4}$	$(6,8 \pm 3,5)10^{-6}$
sources radioactives	32	214130856	274054600	$1,4 \times 10^{-4}$	$(1,0 \pm 0,3)10^{-6}$

Annexe 5

PARAMETRES ELECTRONIQUES ET TESTS RELATIFS A LA REJECTION DES MULTIPLES

Cette annexe détaille les mesures des paramètres électroniques intervenant dans la distorsion due au taux d'acquisition, et présentés au chapitre 4.

I. MAUVAIS FONCTIONNEMENT GLOBAL : MESURE DU PARAMETRE ε

La description de cet effet a été présentée au paragraphe I-a du chapitre 4.

1. Mesure directe

La mesure de ε a été effectuée en envoyant au circuit de réjection des signaux dédoublés, donc toujours multiples, dont la largeur est 5 ns et l'écart 20 ns. Pour $3{,}04 \times 10^5$ événements doubles, on n'a compté aucun événement dans les spectres si bien que l'inéfficacité de remise à zéro (RAZ) des chronomètres est inférieure à $\varepsilon = 3{,}3 \times 10^{-6}$. Ceci entraîne une distorsion maximale sur $\langle t \rangle$ de 8×10^{-8} pour un taux d'acquisition de 0,1. Cette valeur assure le bon fonctionnement du circuit de réjection à un niveau largement suffisant pour la mesure projetée. Ce test est cependant limité car les signaux utilisés sont "standards" (carré et d'amplitude 600 mV), et ont une position bien déterminée et constante dans la porte de mesure. C'est pourquoi une seconde mesure a été entreprise afin de vérifier ce bon fonctionnement.

2. Mesure d'un bruit blanc

Si la réjection des multiples est totalement efficace ($\varepsilon=0$) la distribution temporelle mesurée à partir d'un bruit blanc doit être plate :

$$P_1(t) \propto n_e \, e^{-n_e}$$

où n_e est le taux d'événements par porte de mesure et par télescope. Si par contre l'on ne rejete pas les multiples ($\varepsilon=1$) la distribution mesurée devient :

$$P_2(t) \propto n_e \, e^{-n_e \, t/T}$$

où T est la longueur de la porte de mesure. Dans le cas général on aura donc :

$$P(t) = (1-\varepsilon)\, P_1(t) + \varepsilon\, P_2(t)$$

soit :

$$P(t) \propto 1 + \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \exp\left[n_e\left(1 - \frac{t}{T}\right)\right] .$$

La mesure de cette distribution permet d'obtenir ε. Trois prises de données différentes ont été effectuées avec et sans réjection des multiples. Les distributions typiques obtenues sont reportées sur la Fig. 15 du chapitre 4. Le Tableau A.5 donne les résultats d'un ajustement à deux paramètres (normalisation et ε) de ces distributions.

Tableau A.5

Mesure de ε

Mesure	T µs	Reject.	$n_e(\sigma_{n_e})$	$\varepsilon \pm \sigma_\varepsilon$	χ^2/nbre points
1	66,5	non	0,846(2)	1,00 ± 0,02	8,8/14
		oui	1,415(1)	$(-3,0 \pm 6,7)10^{-4}$	76,6/62
2	67,2	non	1,507(3)	1,00 ± 0,01	8,2/14
		oui	1,354(1)	$(+4,1 \pm 6,1)10^{-4}$	51,7/62
3	64,0	non	--	--	--
		oui	0,3658(1)	$(+8,4 \pm 4,1)10^{-4}$	210/200
	Moyenne pour ε avec réjection : $(5,0 \pm 3,7)10^{-4}$				

Cette mesure, qui s'applique à toute la chaîne électronique, corrobore la précédente et assure que pour $n_e = 0,1$ on a :

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)_\varepsilon = \frac{n_e\ \varepsilon}{4} = (1,2 \pm 0,8)\ 10^{-5}\ .$$

La distorsion due à un mauvais fonctionnement global est donc nettement inférieure à la précision finale visée de 3×10^{-5}. Cette mesure a l'avantage d'avoir été réalisé avec les signaux issus des photomultiplicateurs et obtenus à l'aide de sources radioactives de longue période. Les signaux sont donc "physiques" et identiques à ceux de la mesure finale de τ_{μ^+} et τ_{μ^-}.

II. MESURE DU TEMPS DE RESOLUTION T_R

Le temps de résolution de la chaîne électronique d'acquisition est le plus grand de tous les temps morts des modules électroniques. Nous avons *choisi* d'élargir suffisamment le signal de sortie de la coïncidence triple pour que ce soit sa largeur et non les autres temps morts qui détermine la résolution. Alors comme le montre la Fig. A.8, la courbe donnant le temps de résolution est à bords très francs, ce qui permet de très bien définir T_R.

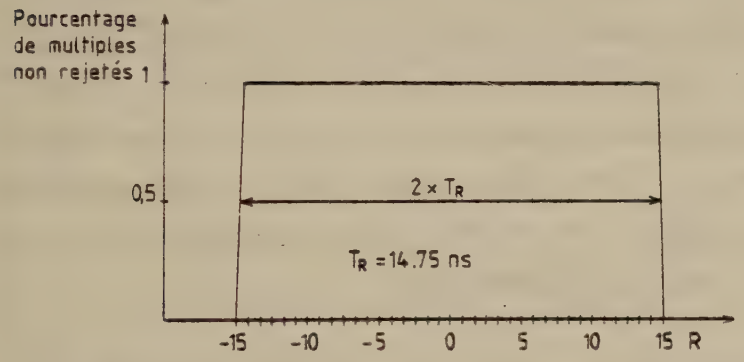


Fig. A.8 - Courbe de résolution temporelle typique (R est défini à la Fig. A.9).

Le principe de la mesure de T_R est le suivant : on envoie des signaux (physiques, issus de sources radioactives) dans le circuit après les avoir dédoublés à l'aide du circuit schématisé sur la Fig.A.9, et on mesure l'écart à partir duquel ils sont reconnus comme doubles.

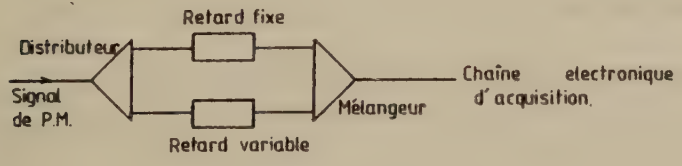
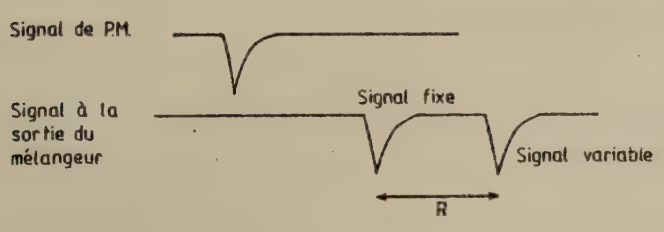


Fig. A.9 - Circuit de production des signaux dédoublés pour la mesure de T_R.



Le Tableau A.6 donne les résultats des mesures de T_R pour les différents télescopes, en juillet 1981. La valeur moyenne de T_R est alors :

$T_R = 15,10 \pm 0,25$ ns.

Tableau A.6

Valeurs de T_R pour chaque voie (réglage juillet 1981)

Télescope	A	B	C	D	E	F
T_R(ns)	14,74 ±0,25	14,50 ±0,25	15,25 ±0,25	15,92 ±0,25	15,50 ±0,25	14,50 ±0,25

Remarquons que ces valeurs ne sont qu'indicatives, car sur les six années pendant lesquelles a duré la mesure, les réglages ont évolués. Pour les différentes périodes expérimentales le Tableau A.8 donne la valeur de T_R moyenne.

III. MESURE DE LA LARGEUR DE COINCIDENCE T_C

La mesure des largeurs de coïncidence se fait par la technique standard utilisée pour régler les temps d'arrivée des signaux au tiroir de coïncidence : on retarde (de façon variable) un signal par rapport à un autre, en balayant toute la plage de coïncidence. Pour chaque télescope on effectue deux mesures : compteurs 1 et 2 puis 1 et 3, en coïncidence avec le télescope diamétralement opposé. On utilise les signaux du rayonnement cosmique. Cette procédure assure que les événements utiles traversent perpendiculairement les compteurs, et simulent très bien les électrons de désintégration. La Fig.A.10 montre une courbe de coïncidence typique et le Tableau A.7 donne les valeurs de T_C pour le réglage de juillet 1981. Le Tableau A.8 récapitule les valeurs de T_C moyennées sur les 6 télescopes pour les différentes périodes expérimentales.

Tableau A.7

Valeurs de T_C pour chaque voie (réglage de juillet 1981)

Télescope	A	B	C	D	E	F
T_C(1-2) (ns)	12,6 ±0,5	11,4 ±0,5	15,3 ±0,5	13,3 ±0,5	13,0 ±0,5	12,8 ±0,5
T_C(1-3) (ns)	12,0 ±0,5	15,6 ±0,5	15,8 ±0,5	12,4 ±0,5	11,9 ±0,5	12,2 ±0,5

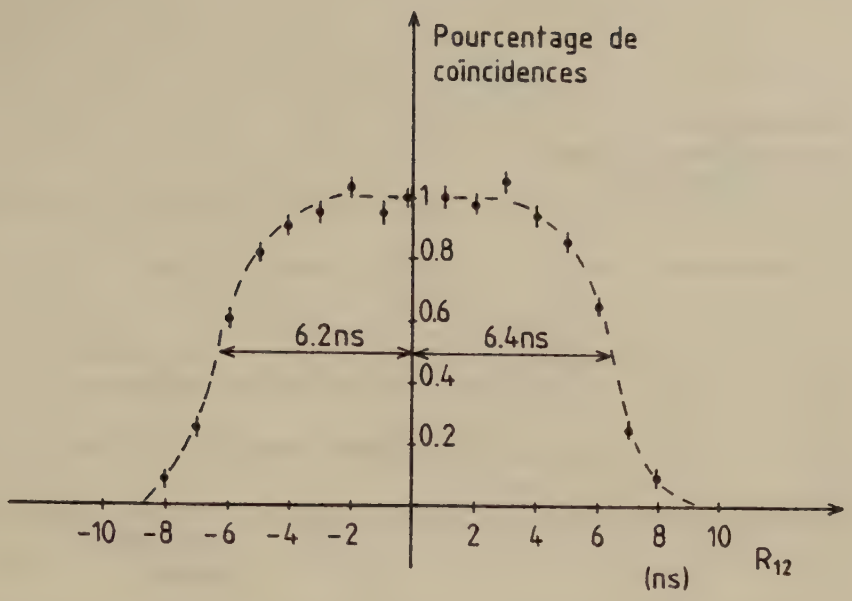


Fig.A.10 - Courbe de coïncidence typique (A12, juillet 1981)

IV. MESURE DU TEMPS MORT DES DISCRIMINATEURS T_M

Les temps morts des discriminateurs ont été mesurés de la même manière que les temps de résolution T_R (paragraphe II de cette annexe). Mais les résultats sont maintenant très dépendants de la forme de l'impulsion utilisée. La mesure est donc beaucoup plus *approximative*, car en particulier le compteur extérieur (n° 3) de chaque télescope voit toute une gamme d'énerige pour l'électron qu'il détecte. Nous avons effectué deux mesures :

- avec un signal "carré" logique issu d'un générateur d'impulsions, de 15 ns de large et de 740 mV d'amplitude ;

- avec un signal "physique" issu des photomultiplicateurs, de 15 ns à la base et d'amplitude comprise entre 700 et 800 mV.

Après avoir dédoublé ce signal nous obtenons la courbe de temps mort de la Fig.A.11. La mesure n'a été effectuée que pour *un* seul des 18 discriminateurs. Elle donne une estimation de T_M qui pour juin 1978 était :

$$T_M = (2,5 \pm 4,0)\text{ns}.$$

Le Tableau A.8 donne les estimations de T_M pour chacune des périodes expérimentales.

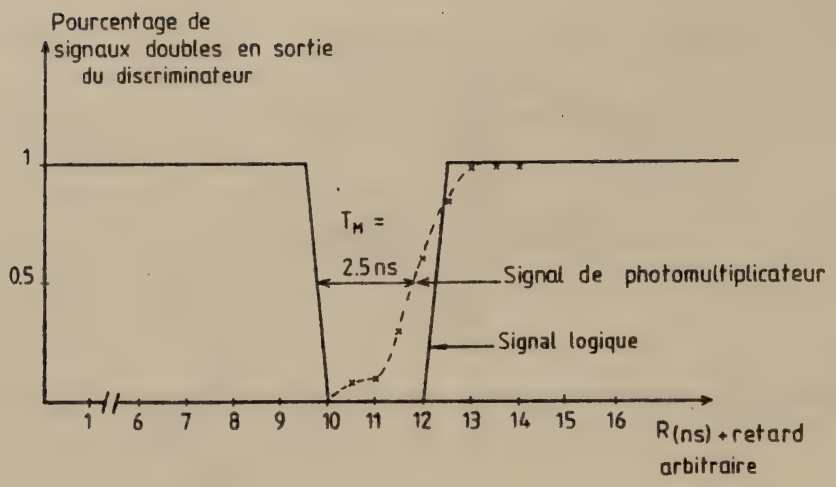


Fig.A.11 - Courbe typique de temps mort (juin 1978) (voir texte) (R est défini à la Fig.A.9)

Tableau A.8

Valeurs moyennées sur les six télescopes des paramètres T_R, T_C et T_M au cours des différentes périodes expérimentales

Période	Juin 78	Dec.78	Avril 79 à Sept.79	Mars 81 à Février 82
T_R(ns)	19,5 ± 0,3	28,1 ± 0,3	14,7 ± 0,3	15,1 ± 0,3
T_C(ns)	18,5 ± 0,5	27,8 ± 0,5	12,0 ± 0,5	13,2 ± 0,5
T_M(ns)	2,5 ± 4,0	0,0 ± 4,0	6,5 ± 4,0	6,5 ± 4,0

V. VARIATIONS DES COEFFICIENTS r_2 et r_3 en fonction des conditions expérimentales

La Fig.A.12 récapitule les différentes mesures du couple (r_2,r_3). Les valeurs r_2 et r_3 sont déterminées (cf.chapitre 4 formules (27) et (28)) à partir des taux de comptage en simple, double et triple coïncidences dans chacun des télescopes (voir annexe 3, tableau A.1). Les mesures montrent que la distribution de (r_2,r_3) est indépendante du type de faisceau utilisé (π^+,μ^-) ainsi que de la cible (hydrogène liquide ou soufre). On peut déterminer les valeurs moyennes et les déviations standard à partir de la Fig.A.12. On trouve :

$$r_2 = 0{,}09 \pm 0{,}02$$
$$r_3 = 1{,}48 \pm 0{,}10.$$

L'incertitude sur la correction de l'effet de taux d'acquisition n_e s'écrit alors :

$$\sigma(\Delta\tau(n_e)) = \frac{1}{4}\, n_e \left[T_C^2\, \sigma^2(r_2) + T_M^2\, \sigma^2(r_3)\right]^{1/2}$$

où T_C et T_M ont été définis précédemment (tableau A.8).

L'incertitude maximale résultant sur le temps de vie corrigé vaut alors pour $n_e = 0{,}1$:

$$\sigma(\tau\ ;\ n_e = 0{,}1) \leqslant 0{,}017 \text{ ns}$$

soit moins de 10^{-5} en valeur relative.

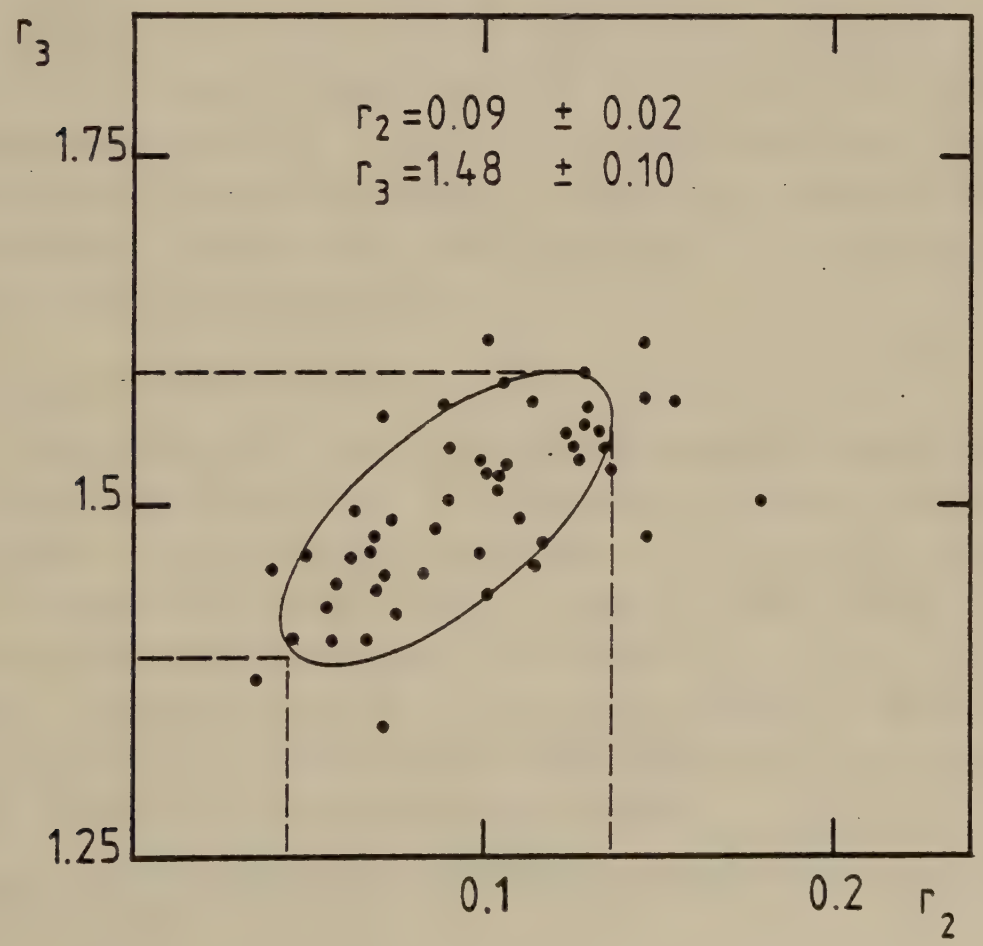


Fig.A.12 - Distributions des mesures de (r_2, r_3) pour toutes les conditions expérimentales.

Annexe 6

CALCUL DE L'EFFET DES IMPURETES DANS L'HYDROGENE

Cette annexe décrit le programme POPULATION qui calcule l'évolution temporelle des états μZ pouvant être formés dans l'hydrogène. Il en déduit la distribution temporelle des électrons de désintégration, à laquelle est appliqué le programme PEIERLS (voir chapitre 9 et annexe 10) pour déterminer le temps de vie moyen. C'est ce *même* programme PEIERLS qui est utilisé pour l'analyse des données expérimentales. Ainsi, à partir des programmes POPULATION et PEIERLS, il est possible de calculer les effets de paramètres bien précis et d'en annuler éventuellement d'autres. Pour plus de précision sur le programme POPULATION, la référence [44] peut être consultée.

I. POPULATIONS μZ PRISES EN COMPTE

Nous considérons que la cible contient de l'hydrogène, éventuellement liquide, qui peut être contaminé par du deutérium et un élément lourd Z. Le temps t=0 du calcul est celui où les muons sont tous liés à des protons dans l'état μp singlet (le calcul ne s'applique donc qu'à de l'hydrogène gazeux sans haute préssion ou liquide car l'état triplet est négligé).

La Fig. A.13 décrit alors tous les transferts possibles à partir de cet état, et le Tableau A.9 précise les notations adoptées pour les taux de transfert et de capture, et en donne les valeurs typiques.

L'évolution avec le temps des différentes populations est toujours du type schématisé par la Fig. A.14.

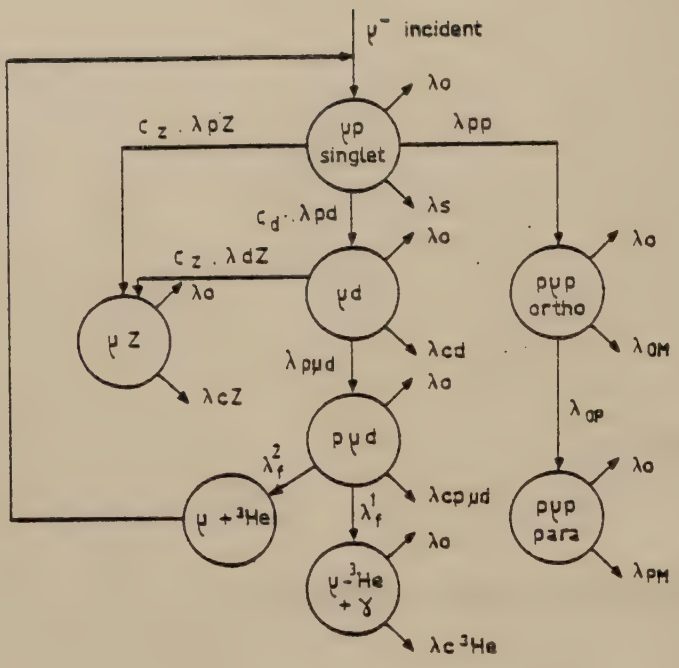


Fig. A.13 - Transfert dans l'hydrogène liquide contenant du deutérium et une impureté lourde Z (les notations sont précisées dans le Tableau A.9).

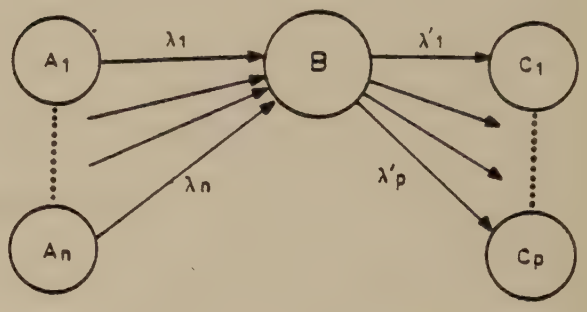


Fig. A.14 - Schéma typique régissant l'évolution d'une population B :

$$\frac{dB(t)}{dt} = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i \, A_i(t) - \left[\sum_{j=1}^{p} \lambda'_j \right] B(t)$$

Tableau A.9

Paramètres influant sur l'évolution des populations muoniques dans l'hydrogène (éventuellement liquide)

Désintégration	-	λ_o	$= 4{,}551 \times 10^5\ s^{-1}$
Capture	- μp singlet	λ_S	$= 660\ s^{-1}$
	pμp ortho	λ_{OM}	$= 500\ s^{-1}$
	pμp para	λ_{PM}	$= 200\ s^{-1}$
	μd (moyen)	λ_{cd}	$= 150\ s^{-1}$
	pμd (moyen)	$\lambda_{cp\mu d}$	$= 200\ s^{-1}$
	μ^3He	λ_{c^3He}	$= 2550\ s^{-1}$
	μZ (Z=Néon)	λ_{cZ}	$= 2 \times 10^{-5}\ s^{-1}$
Transfert et fusion	- μp → pμp ortho	λ_{pp}	$= 2{,}3 \times 10^6\ s^{-1}$
	pμp ortho → pμp para	λ_{OP}	$= 5 \times 10^4\ s^{-1}$ ou 0
	μp → μd	λ_{pd}	$= 1{,}4 \times 10^{10}\ s^{-1}$
	μd → pμd	$\lambda_{p\mu d}$	$= 5{,}8 \times 10^6\ s^{-1}$
	pμd → μ^3He + γ(moyen)	λ^1_f	$= 2{,}5 \times 10^5\ s^{-1}$
	pμd → μ + ^{3}He (moyen)	λ^2_f	$= 5 \times 10^4\ s^{-1}$
	μd → μZ (Néon)	λ_{dZ}	$= 1{,}2 \times 10^{11}\ s^{-1}$
	μp → μZ (Néon)	λ_{pZ}	$= 5 \times 10^{10}\ s^{-1}$

Nous avons tenu compte d'une éventuelle transition ortho-para (cf.Chapitre II) de la molécule pμp.

Le programme peut être facilement simplifié pour :

- considérer le cas de l'hydrogène gazeux à haute densité en posant $\lambda_{pp}=0$,
- négliger l'effet ortho-para en posant $\lambda_{OP}=0$,
- négliger l'effet des impuretés, en posant c_d et/ou $c_Z=0$.

La distribution temporelle des électrons de désintégration s'écrit, dans le cas général :

$$dn_e(t) \propto \left[N_{\mu p} + N^{ortho}_{p\mu p} + N^{para}_{p\mu p} + N_{\mu d} + N_{p\mu d} + N_{\mu\,^3He} + N_{\mu Z}\right](t) \cdot dt$$

Remarquons que le cas du deutérium est simplifié (mais permet quand même une étude exacte, voir annexe 8), car tous les états hyperfins de la molécule pμd ne sont pas pris en compte simultanément : la molécule pμd n'est caractérisée que par un seul état.

II. PRISE EN COMPTE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

Il est possible de tenir compte des conditions expérimentales réelles : impulsion de largeur T_p, retard par rapport au faisceau R, largeur des canaux élémentaires Δ. *Le contenu n_i du canal i* (dont le temps de début t_i est (i-1) Δ + R) s'obtient de la façon suivante : $dn_e(t)$, donné au paragraphe précédent, se développe selon :

$$dn_e(t) \propto \sum_i a_i \cdot e^{-\lambda_i t} \cdot dt$$

où la somme s'étend sur *toutes* les périodes λ_i décrivant l'évolution de $dn_e(t)$; on a alors :

$$n_j \propto \sum_i a_i \cdot e^{-\lambda_i \cdot t_j} f(\lambda_i) \cdot g(\lambda_i)$$

où $f(\lambda_i)$ est l'effet dû à l'impulsion de largeur T_p :

$$f(\lambda_i) = (1 - e^{-\lambda_i T_p})/\lambda_i T_p$$

et $g(\lambda_i)$ est l'effet dû à la largeur Δ des canaux :

$$g(\lambda_i) = (1 - e^{-\lambda_i \Delta})/\lambda_i \Delta$$

Le choix du retard R de l'analyse est trivialement réalisé en spécifiant à partir de quel canal il convient de déterminer le temps de vie.

Annexe 7

MESURE DIRECTE DE L'EFFET DU NEON DANS L'HYDROGENE LIQUIDE

Les calculs des contaminations d'impureté maximales tolérables dans l'hydrogène liquide, du chapitre 6, ont montré que le néon est l'impureté la plus dangereuse. Son effet a été déterminé expérimentalement par les mesures de deux temps de vie : τ_{μ^-} dans l'hydrogène naturel (92 ppm de deutérium) liquide, puis τ_{μ^-} en ajoutant 13 ppm de néon.

La présence de deutérium (voir chapitre 6, paragraphe IV.5) ne fait qu'augmenter la distorsion introduite par le néon, et rend donc cette mesure péssimiste. On trouve :

$$\tau_{\mu^-} (H_2 \text{ naturel}) = (2192{,}54 \pm 0{,}55) \text{ ns}$$

$$\tau_{\mu^-} (H_2 \text{ nat. + 13 ppm néon}) = (2158{,}46 \pm 0{,}47) \text{ ns} .$$

L'effet de 13 ppm de néon vaut donc (34,1 ± 0,7) ns. On a vérifié par le calcul à l'aide du programme POPULATION (décrit dans l'annexe 6) que, pour 13 ppm de néon, cette distorsion reste *proportionnelle* à la concentration. Ainsi une distorsion relative inférieure à 10^{-5} sur τ_{μ^-} (soit 1 % sur λ_{OM}) est assurée par une contamination en néon inférieure à 8×10^{-9}. Les valeurs données au tableau 3 du chapitre 6 semblent donc sous-estimées par au moins un facteur 6, et donnent donc une bonne marge de sécurité.

Annexe 8

DISTORSION INDUITE PAR LA CONTAMINATION DE DEUTERIUM

Une description détaillée des processus induits par la présence de deutérium dans l'hydrogène peut être trouvée dans [30] et [34]. Rappelons que la molécule pμp possède 4 états liés caractérisés par un moment orbital L=0 et par une valeur J du spin total 0, 1 ou 2 (voir Fig.A.15). Deux états différents J=1 existent, et traditionnellement on note 1' celui de plus basse énergie. La formation de pμd se fait d'abord via les états non liés L=1, puis par une cascade vers les états L=0. Les populations P(J) des 4 niveaux L=0 dépendent de l'état de spin de l'atome μd parent. Le tableau A.10 donne les valeurs de P(J) pour les deux cas extrêmes possibles : μd dans le mélange statistique D-Q, et μd entièrement D. L'importance de ces populations tient à ce qu'à partir des niveaux J=0, 1 et 1' une réaction de fusion du deuton et du proton formant de l'hélium-3 est possible.

Tableau A.10

Populations P(J) des niveaux L=0 de pμd en fonction de l'état initial du système μd [34]

	Etat des atomes μd	
	mélange statistique $\frac{2}{3}$ Q + $\frac{1}{3}$ D	doublet pur
P(2)	5/12 = 0.42	0
P(1)	3/12 = 0.25	0.39
P(0)	1/12 = 0.08	0.25
P(1')	3/12 = 0.25	0.36

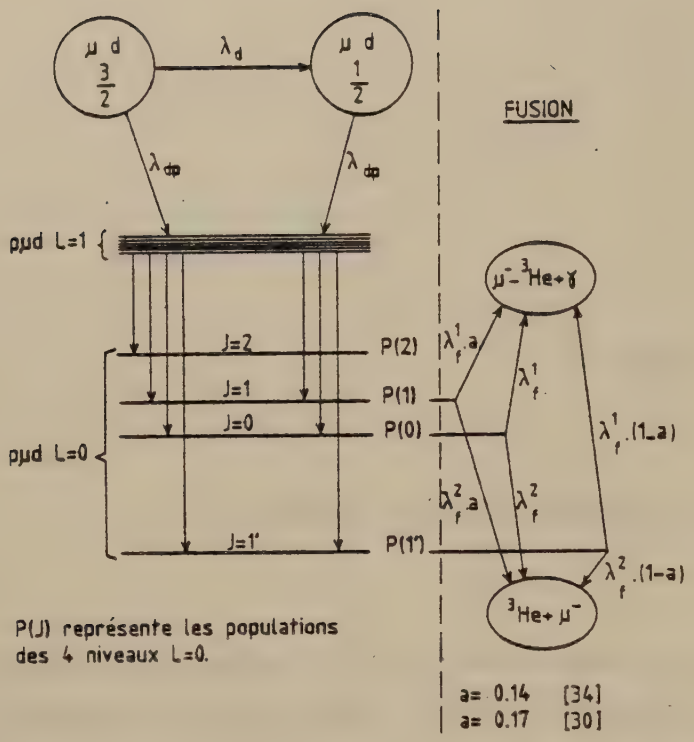


Fig.A.15 - Schéma des états liés de pμd et des fusions possibles.

La fusion d'un proton et d'un deuton pour donner de l'hélium-3 n'est possible que si le spin partiel du système (p+d) dans pμd vaut $\frac{1}{2}$. Seuls les niveaux J=0, 1 et 1' ont une composante non nulle sur cet état. Les taux de fusion λ_f^1 et λ_f^2 (chapitre 6, réactions (49) et (50)) dépendent du spin J du niveau de pμd parent, comme l'indique la Fig. A.15. C'est ainsi que le *nombre* de fusion dépend de l'état de spin de la population μd initiale, et donc du taux λ_d de transition Q → D lors des chocs avec les protons du milieu.

La mauvaise connaissance des différents processus résultant de la présence de deutérium et distordant la mesure du taux de capture λ_{OM} dans l'hydrogène liquide rendent le calcul de la valeur absolue de la correction trop *incertain*. Par contre le rapport des corrections pour deux valeurs de la contamination en deutérium est relativement independant des taux des différentes réactions. Cette indépendance est vérifiée à l'aide du programme POPULATION (voir annexe 6), en faisant largement varier tous les paramètres liés à la présence de deutérium, à savoir :

λ_{pd} : taux de transfert de μp à μd
λ_{cd} : taux de capture dans l'état μd
$\lambda_{p\mu d}$: taux de formation de pμd
$\lambda_{cp\mu d}$: taux de capture dans l'état pμd
λ_f^1, λ_f^2 : taux de fusions à partir de pμd

Le tableau A.11 énumère les différentes valeurs du rapport r, défini au chapitre 6, formule (52), obtenues lors de ce calcul. Si l'on prend :

$$r = (4,23 \pm 0,88)\ 10^{-2}$$

Tableau A.11

Variations de r en fonction des paramètres liés à la présence de deutérium. (λ_{OM} est pris égal à 513 s^{-1} et λ_{pp} à 2,3 × 10^6 s^{-1})

Cas	λ_{pd}	λ_{cd}	$\lambda_{p\mu d}$	$\lambda_{cp\mu d}$	λ_f^1	λ_f^2	r
1	0.8 × 10^9	400	5.8 × 10^6	400	2.5 × 10^5	0.5 × 10^5	3.350
2	2 × 10^{10}	"	"	"	"	"	5.109
3	1 × 10^{10}	"	"	"	"	"	4.084
4	"	"	"	"	2.5 × 10^4	0.5 × 10^4	4.274
5	"	"	"	"	0	0	3.919
6	"	"	5.8 × 10^5	"	2.5 × 10^5	0.5 × 10^5	4.108
7	"	"	5.8 × 10^3	"	"	"	3.806
8	"	20	5.8 × 10^6	"	"	"	4.084
9	"	400	"	0	"	"	4.081

(Les taux sont exprimés en s^{-1}).

on encadre toutes les valeurs obtenues dans les différents cas, ce qui démontre la bonne *indépendance* recherchée.

Annexe 9

CONTROLE EXPERIMENTAL DE LA CONCENTRATION DE DEUTERIUM

Il est possible de contrôler la contamination en deutérium du protium en mesurant le taux des γ issus de la réaction (49) : $p\mu d \rightarrow \mu^{-3}He + \gamma$ (voir Chapitre 6).

Ces γ ont une énergie de 5,5 MeV. Ils sont détectés dans un NaI placé à l'arrivée de la cible (Fig.A.16). L'émission d'un γ de fusion doit se faire sans désintégration du muon : un scintillateur en anticoïncidence recouvre le NaI (Fig.A.17) pour éliminer les γ de Bremsstrahlung associés aux électrons de désintégrations des μ^-. La comparaison des taux de γ de fusion mesurés dans le protium et dans l'hydrogène contenant 92 ppm de deutérium permet de déterminer la contamination résiduelle du protium.

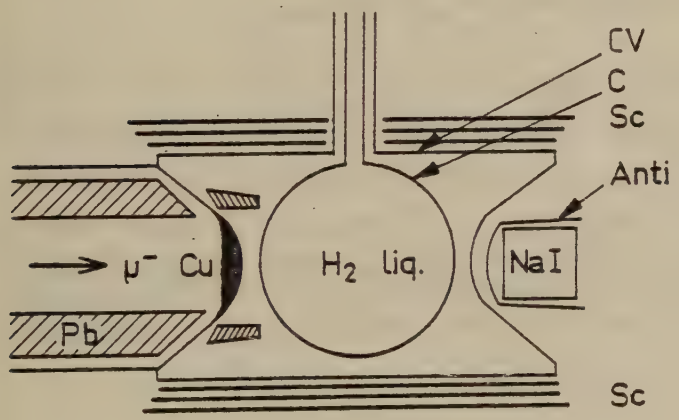


Fig.A.16 - Schéma de la cible du compteur NaI et du scintillateur plastique d'anticoïncidence (voir Figure 2 du chapitre 2).

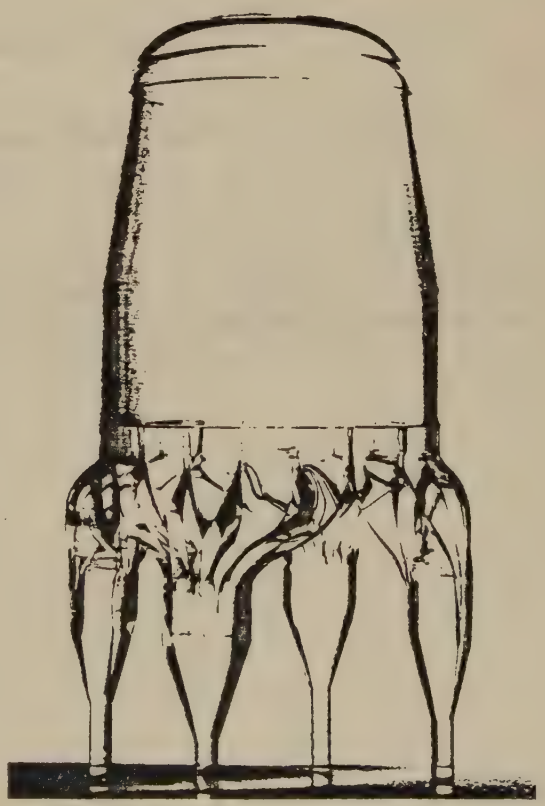


Fig.A.17 - Photographie du scintillateur d'anticoïncidence du NaI, et de ses guides de lumière (vers 4 photomultiplicateurs).

La Fig.A.18 montre les spectres γ obtenus après soustraction du bruit de fond et normalisation sur le nombre d'électrons de désintégration. Il est alors possible de déduire que :

$$c_d \text{ (protium)} = 2 \pm 2 \text{ ppm.}$$

Cette mesure confirme l'analyse faite par spectrométrie de masse et ayant donné :

$$c_d = (2{,}7 \pm 0{,}1) \text{ ppm.}$$

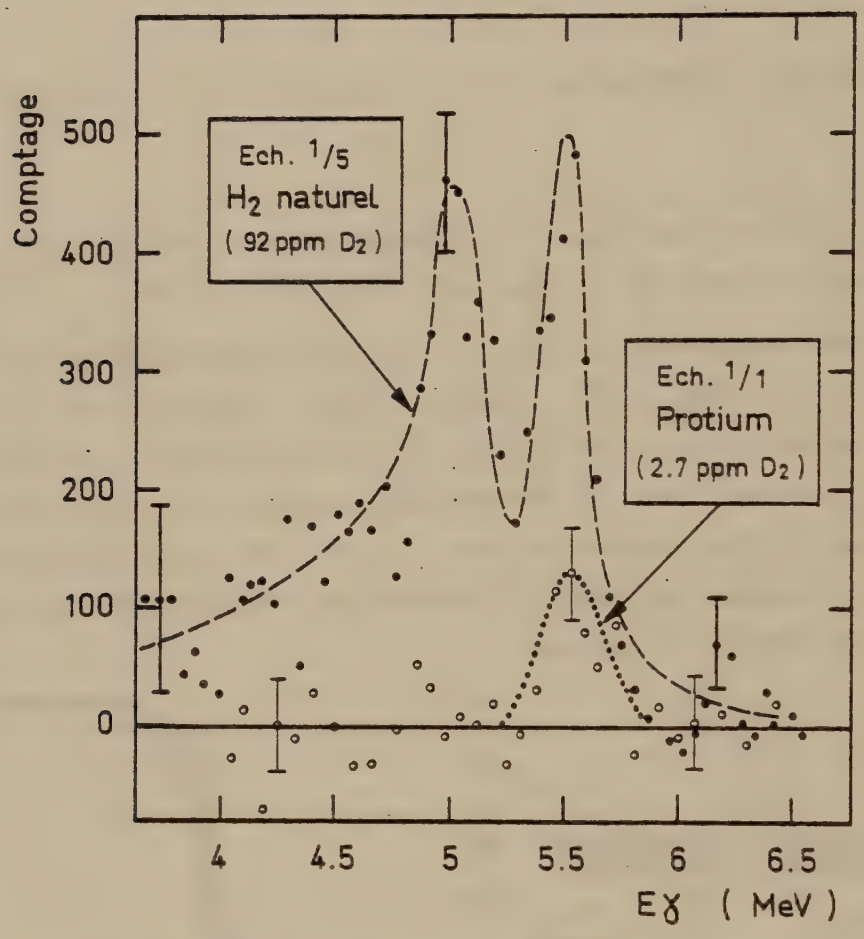


Fig.A.18 - Spectres en énergie (bruit soustrait) des γ de fusion de pμd, observés dans l'hydrogène naturel (92 ppm D_2) et le protium (2,7 ppm D_2) normalisés au même nombre d'électrons de désintégration.

Annexe 10

TESTS DU PROGRAMME D'ANALYSE

L'analyse des distributions temporelles est réalisée sur l'ordinateur CDC 7600 de la CISI. Le bon fonctionnement du programme d'analyse (PEIERLS) a été vérifié en analysant des "pseudo-données" produites par le calculateur, selon la distribution :

$$n_o(t) = n\, e^{-\lambda t}\, (1 + a\, e^{-\lambda t}) + b\, e^{-\lambda_B t} + c\ .$$

La soustraction du bruit de fond $b\, e^{-\lambda_B t} + c$ s'effectue en déterminant d'abord le bruit moyen entre les canaux 1000 (32 µs) et 2000 (64 µs) :

$$\overline{B} = \left[\frac{1}{1000} \sum_{1001}^{2000} n(i)\right] - \varepsilon$$

où n(i) est le contenu du canal i et ε une légère correction qui supprime le reliquat de signal de désintégration encore présent au-delà du canal 1000. La valeur $\overline{B}$ est soustraite aux contenus de tous les canaux à analyser (500 premiers canaux de la distribution). Ainsi l'élimination de la composante c est correcte, mais on ne soustrait qu'une partie de $b\, e^{-\lambda_B t}$. La distribution temporelle devient :

$$n_1(t) = n\, e^{-\lambda t}\, (1 + a\, e^{-\lambda t}) + b\, e^{-\lambda_B t} - b'$$

avec

$$b' = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1=32\ \mu s}^{T_2=64\ \mu s} b\, e^{-\lambda_B t}\, dt = b\, \frac{e^{-\lambda_B T_1} - e^{-\lambda_B T_2}}{\lambda_B (T_2 - T_1)}$$

soit : $n_1(t) = n\, e^{-\lambda t}\, (1 + a\, e^{-\lambda t}) \times (1 + r(t))$

$$\text{avec : } r(t) = \frac{b}{n} \frac{e^{-\lambda_B t} - (e^{-\lambda_B T_1} - e^{-\lambda_B T_2})/\lambda_B (T_1 - T_2)}{e^{-\lambda t} (1 + a\, e^{-\lambda t})} .$$

La connaissance de $\frac{b}{n}$ et λ_B (voir chapitre 5) permet de calculer r(t), à l'aide d'une valeur de λ approchée. On élimine alors le bruit de fond BDT résiduel en définissant :

$$n_2(t) = \frac{n_1(t)}{1 + r(t)} = n\, e^{-\lambda t} (1 + a\, e^{-\lambda t})$$

ou plus pratiquement :

$$n_2(i) = \frac{n(i) - \overline{B}}{1 + r(i)}$$

en ayant posé $n_2(i)$: contenu du canal i réduit aux événements de désintégration.

La connaissance précise de λ pour déterminer r(i) n'est pas nécessaire, car les valeurs de la correction r(i) sont très faible (par construction la soustraction de $\overline{B}$ a déjà enlevé une grande partie du bruit BDT ; de plus le rapport $\frac{b}{n}$ est toujours inférieur ou de l'ordre de 10^{-5}, donc petit).

La distribution n_2 est finalement analysée par la méthode de Peierls, décrite au chapitre 9, paragraphe IV.1. Le tableau A.12 donne les résultats obtenus pour :

- différentes valeurs des paramètres λ, a, b, λ_B et c de la distribution simulée ;
- différentes valeurs λ^* et τ_B^* injectées en début d'analyse.

On constate que :

1. (calculs 1, 9 et 12) en l'absence de bruit de fond, l'analyse donne à mieux que 5×10^{-7} l'effet de taux injecté ($\Delta\tau = \tau \frac{a}{4}$), pour a aussi grand que 5×10^{-3} (valeur qui ne sera pas atteinte, même pour les données à fort taux).

2. (calculs 1 à 4) : dans le cas où le bruit de fond est connu ($\lambda^* = \lambda$ et $\lambda_B^* = \lambda_B$), la procédure de soustraction donne un résultat final correct à mieux que 5×10^{-7}.

3. (calculs 5 et 6) : l'exactitude de la valeur λ^* utilisée pour calculer r(t) n'est absolument pas importante.

4. (calculs 7 et 8) : si par contre la valeur réelle λ_B est différente de celle injectée dans le calcul de r(t) (τ_B variant entre 100 µs et 300 µs, pour τ_B^* = 160 µs), une légère erreur apparaît, due au calcul de $\frac{b}{n}$(BDT). Cette erreur est maximale pour τ_B = 100 µs, et vaut $\frac{\Delta\tau}{\tau} = 5.1 \frac{b}{n}$. L'incertitude expérimentale

sur τ_B (voir chapitre 5) étant très étroite (± 2 µs), et les niveaux $\frac{b}{n}$ très faibles (≃ 10^{-5} à 10^{-6}), l'erreur commise est parfaitement négligeable.

5. (calculs 9 à 14) : la soustraction du bruit de fond n'affecte en rien la détermination de l'effet de taux d'acquisition (paramètre a).

Ces cinq points confirment le parfait fonctionnement du programme d'analyse.

Tableau A.12

Tests du programme d'analyse

	Paramètres de la distribution calculée $e^{-\lambda t}(1 + a\,e^{-\lambda_t t}) + \frac{b}{n} e^{-\lambda_B t} + \frac{c}{n}$					Paramètres injectés à l'analyse		Résultats BDT	Résultats du programme d'analyse PEIERLS		
	$\tau = \frac{1}{\lambda}$(ns)	$\tau_B = \frac{1}{\lambda_B}$(µs)	$\frac{b}{n}$	$\frac{c}{n}$	a	$\tau^* = \frac{1}{\lambda^*}$(ns)	$\tau_B^* = \frac{1}{\lambda_B^*}$(µs)	$\frac{b}{n}$	$\frac{b}{n}(\chi^2)$	$\tau^{Peierls}$ (ns)	$\Delta\tau/\tau$
1	2197.1	160	0	0	0	2197.1	160	0	0	2197.100	$< 5 \times 10^{-7}$
2	2197.1	160	0	1×10^{-4}	0	2197.1	160	0	0	2197.100	$< 5 \times 10^{-7}$
3	2197.1	160	6.9×10^{-6}	4×10^{-6}	0	2197.1	160	6.9×10^{-6}	6.9×10^{-6}	2197.100	$< 5 \times 10^{-7}$
4	2197.1	160	6.9×10^{-6}	0	0	2197.1	160	6.9×10^{-6}	6.9×10^{-6}	2197.100	$< 5 \times 10^{-7}$
5	2197.1	160	6.9×10^{-6}	0	0	2197.1	160	6.9×10^{-6}	6.9×10^{-6}	2197.099	$< 5 \times 10^{-7}$
6	2197.1	160	6.9×10^{-6}	0	0	2197.1	160	6.9×10^{-6}	6.9×10^{-6}	2197.100	$< 5 \times 10^{-7}$
7	2197.1	100	6.9×10^{-6}	1×10^{-4}	0	2197.1	160	-	15.4×10^{-6}	2197.102	$< 9 \times 10^{-7}$
7	2197.1	100	6.9×10^{-6}	1×10^{-4}	0	2197.1	160	6.0×10^{-6}	-	2197.176	$<3.5 \times 10^{-5}$
8	2197.1	300	6.9×10^{-6}	1×10^{-4}	0	2197.1	160	-	1.7×10^{-6}	2197.103	$<1.4 \times 10^{-6}$
8	2197.1	300	6.9×10^{-6}	1×10^{-4}	0	2197.1	160	6.1×10^{-6}	-	2197.064	$<1.7 \times 10^{-5}$
9	2197.1	160	0	0	5×10^{-4}	2197.1	160	0	0	2196.818	-
10	2197.1	160	0	1×10^{-4}	5×10^{-4}	2197.1	160	0	0	2196.818	$< 5 \times 10^{-7}$
11	2197.	160	6.9×10^{-6}	0	5×10^{-4}	2197.1	160	6.9×10^{-6}	6.9×10^{-6}	2196.818	$< 5 \times 10^{-7}$
12	2197.1	160	0	0	5×10^{-3}	2197.1	160	0	0	2194.284	-
13	2197.1	160	0	5×10^{-5}	5×10^{-3}	2197.1	160	0	0	2194.284	$< 5 \times 10^{-7}$
14	2197.1	160	6.9×10^{-6}	0	5×10^{-3}	2197.1	160	6.9×10^{-6}	6.9×10^{-6}	2194.284	$< 5 \times 10^{-7}$

Annexe 11

DETAILS DE L'ANALYSE DES DISTRIBUTIONS TEMPORELLES EXPERIMENTALES

Cette annexe présente, sous forme de tableaux, les détails de l'analyse des distributions temporelles (chapitre 10, paragraphes I et II).

Tableau A.13 : Le bruit de fond

a) Le type de données précise la nature du faisceau et de la cible :

- π^+e : données π^+ à taux d'acquisition élevé
- π^+ : données π^+ à faible taux
- μ^- : données μ^- à faible taux
- H_2 : cible d'hydrogène liquide (voir Fig. 4 du chapitre 2)
- S_1, S_2, S_3 : cibles de soufre (voir Fig. 5 du chapitre 2)

b) Q est la charge portée par les électrons d'une impulsion de faisceau (voir tableau 5 du chapitre 9).

c) les notations $\frac{b}{c}$ et $\frac{b}{n}$ sont définies par la formule (57) du chapitre 9.

d) χ^2 et BDT désigne les deux méthodes de mesure des niveaux de bruit de fond, présentées au chapitre 5, paragraphe I.2.

Tableau A.13

Le bruit de fond .

période expérimentale	type de données	Q (10^{-9}C/ impulsion)	b/c (10^{-2})			b/n (10^{-6})		
			χ^2	BDT	moyenne	χ^2	BDT	moyenne
Juin 78	π^+e	150	28.4 ± 8.4		19.5 ± 2.5	13.5 ± 4.0		13.5 ± 4.0
	π^+ H_2		10.9 ± 5.0			19.1 ± 8.8		19.1 ± 8.8
	μ^-		21.4 ± 3.0			45.7 ± 6.5		45.7 ± 6.5
Dec. 78	π^+e	45	12.4 ± 5.9		3.1 ± 1.8	6.7 ± 3.2		6.7 ± 3.2
	π^+ H_2		0 ± 2.9			0 ± 5.2		0 ± 5.2
	μ^-		3.6 ± 2.4			13.9 ± 9.4		13.9 ± 9.4
Avril 79	π^+e	45	50.4 ± 14.5	3.5 ± 1.4	2.5 ± 0.3	13.9 ± 4.0	1.6 ± 0.9	2.2 ± 0.9
	μ^- H_2		6.4 ± 1.9	2.3 ± 0.3		22.6 ± 6.7	10.7 ± 2.2	11.9 ± 2.1
Juin 79	π^+e	45	7.7 ± 9.1		3.0 ± 0.3	2.9 ± 3.4		2.9 ± 3.4
	μ^- H_2		2.9 ± 2.0	3.0 ± 0.3		8.8 ± 6.1	11.6 ± 1.8	11.4 ± 1.7
Juill.79	π^+e	30	26.9 ± 11.9	2.2 ± 0.8	1.6 ± 0.2	8.1 ± 3.6	1.0 ± 0.5	1.1 ± 0.5
	μ^- H_2		2.3 ± 1.1	1.5 ± 0.2		6.5 ± 3.2	5.5 ± 0.9	5.6 ± 0.9
Août 79	π^+e	100	6.7 ± 8.5	0.5 ± 0.8	0.5 ± 0.3	2.6 ± 3.3	0.3 ± 0.7	0.4 ± 0.7
	π^+ S_1		1.8 ± 1.6	0.4 ± 0.3		4.3 ± 3.7	1.4 ± 1.4	1.8 ± 1.3
Sept. 79	π^+e	126	2.1 ± 6.9	5.3 ± 0.7	8.2 ± 0.3	0.8 ± 2.6	2.4 ± 0.8	2.3 ± 0.8
	μ^- H_2		2.6 ± 1.6	9.0 ± 0.3		4.7 ± 2.9	19.9 ± 0.8	18.8 ± 0.8
Mars 81	π^+e	60	33.0 ± 10.0	3.9 ± 1.4	1.9 ± 0.9	12.4 ± 4.0	1.5 ± 0.8	1.9 ± 0.8
	π^+ H_2		26.0 ± 11.2	0.1 ± 1.1		13.1 ± 6.7	0.5 ± 2.3	1.9 ± 2.2
Juill.81	π^+e	60	9.6 ± 8.3	1.2 ± 0.3	0.8 ± 0.1	5.6 ± 4.5	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2
	π^+ S_1		0.9 ± 3.4	0.7 ± 0.1		2.1 ± 7.8	1.6 ± 0.5	1.6 ± 0.5
Oct. 81	π^+e	100	1.0 ± 8.3	2.8 ± 2.3	1.6 ± 1.1	0.8 ± 6.7	3.0 ± 2.6	2.7 ± 2.4
	π^+ S_2		3.3 ± 4.2	1.0 ± 1.4		7.6 ± 9.6	2.3 ± 4.3	3.2 ± 3.9
Fev. 82	π^+e	74	3.3 ± 3.3	0.1 ± 0.3	0.6 0.2	1.9 ± 1.9	0.1 ± 0.3	0.1 ± 0.3
	π^+ S_3		2.1 ± 2.2	0.6 ± 0.2		4.8 ± 5.2	1.5 ± 0.5	1.5 ± 0.5

Tableau A.14 à A.19

Ces tableaux précisent les résultats de l'analyse conduisant aux valeurs $\tau^S_{\mu^+}$ et $\tau^S_{\mu^-}$:

a) Les tableaux A.14 et A.17 donnent les corrections de bruit de fond pour les données principales, à faible taux d'acquisition. Les notations $(\frac{\overline{B}}{n}, \frac{b}{n})$ sont celles de l'annexe 10.

b) Les tableaux A.15 et A.18 font de même pour les données à fort taux associées aux précédentes. Pour ces données, une pondération supplémentaire entre les six télescopes a été introduite pour chaque période expérimentale, afin de reproduire *exactement* la même répartition des événements qu'à faible taux. Cette pondération diffère en μ^+ et en μ^-.

c) Les tableaux A.16 et A.19 présentent les corrections de taux : calcul itératif pour τ_{μ^+} et simple extrapolation pour τ_{μ^-}.

Tableau A.14

Analyse des données π^+ à faible taux d'acquisition : soustraction des bruits de fond.

Période	τ_{μ^+} brut (ns)	$\frac{\bar{B}}{n}$ (10^{-4})	τ_{μ^+} (ns) bruit moyen soustrait	$\frac{b}{n}$ (10^{-6})	τ_{μ^+} (ns) bruit total soustrait	n_e	S=nombre d'événements
Juin 78	2205,083 ± 0,230	1,9	2196,824 ± 0,231	19,1 ± 8,8	2196,701 ± 0,239	0,1178	$0,956 \times 10^8$
Déc. 78	2204,603 ± 0,282	1,9	2196,500 ± 0,283	0,0 ± 5,2	2196,500 ± 0,288	0,1101	$0,630 \times 10^8$
Août 79	2207,047 ± 0,150	2,4	2196,774 ± 0,151	1,8 ± 1,3	2196,763 ± 0,152	0,1116	$2,239 \times 10^8$
Mars 81	2203,555 ± 0,341	1,6	2196,650 ± 0,342	1,9 ± 2,2	2196,639 ± 0,342	0,1336	$0,435 \times 10^8$
Juil.81	2206,562 ± 0,152	2,3	2196,307 ± 0,153	1,6 ± 0,5	2196,294 ± 0,153	0,1103	$2,199 \times 10^8$
Oct. 81	2207,794 ± 0,186	2,3	2196,868 ± 0,187	3,2 ± 3,9	2196,842 ± 0,189	0,1073	$1,476 \times 10^8$
Fev. 82	2207,232 ± 0,105	2,3	2196,977 ± 0,106	1,5 ± 0,5	2196,964 ± 0,106	0,1042	$4,597 \times 10^8$
Moyenne	2206,721 ± 0,064	2,2	2196,763 ± 0,064	3,1	2196,741 ± 0,064	0,1093	$12,532 \times 10^8$

Tableau A.15

Analyse des données π^+ à fort taux d'acquisition : soustraction des bruits de fond.

Période	τ_{μ^+} brut (ns)	$\frac{\bar{B}}{n}$ (10^{-5})	τ_{μ^+} (ns) bruit moyen soustrait	$\frac{b}{n}$ (10^{-6})	τ_{μ^+} (ns) bruit total soustrait	n_e	S=nombre d'événements
Juin 78	2198,208 ± 0,179	5,7	2195,697 ± 0,181	13,5 ± 4,0	2195,611 ± 0,183	0,3969	$1,605 \times 10^8$
Déc. 78	2196,943 ± 0,224	5,9	2194,374 ± 0,226	6,7 ± 3,2	2194,319 ± 0,227	0,3524	$1,011 \times 10^8$
Août 79	2196,683 ± 0,268	4,1	2194,896 ± 0,270	0,4 ± 0,7	2194,875 ± 0,271	0,6335	$0,794 \times 10^8$
Mars 81	2197,631 ± 0,355	4,1	2195,838 ± 0,357	1,9 ± 0,8	2195,822 ± 0,358	0,5480	$0,447 \times 10^8$
Juil.81	2198,676 ± 0,212	5,9	2196,096 ± 0,214	0,7 ± 0,3	2195,995 ± 0,183	0,4070	$1,505 \times 10^8$
Oct. 81	2199,798 ± 0,224	8,2	2196,212 ± 0,226	2,7 ± 2,4	2196,190 ± 0,226	0,3063	$1,077 \times 10^8$
Fev. 82	2198,650 ± 0,127	5,7	2196,081 ± 0,132	0,1 ± 0,3	2196,080 ± 0,132	0,4174	$3,090 \times 10^8$

Tableau A.16

Calcul itératif de la correction de l'effet de taux : détermination de $\tau^{S}_{\mu^+}$ (les temps de vie sont exprimés en ns).

Période	Faible taux		Fort taux		$\tau_{\mu^+}(n_e=0)$ en fonction de la valeur $\tau^{R}_{\mu^+}$ de référence			χ^2 (500 pts)
	$\tau_{\mu^+}(n_e)$	n_e	$\tau_{\mu^+}(n_e)$	n_e	$\tau^{R}_{\mu^+}$ = 2197,000	$\tau^{R}_{\mu^+}$ = 2197,100	$\tau^{R}_{\mu^+}$ = 2197,078	
Juin 78 (*)	2196,701 ± 0,239	0,1178	2195,611 ± 0,183	0,3969	2197,113 ± 0,245	2197,143 ± 0,245	2197,136 ± 0,245	524
Dec. 78 (*)	2196,500 ± 0,288	0,1101	2194,319 ± 0,227	0,3524	2197,338 ± 0,297	2197,369 ± 0,297	2197,362 ± 0,297	466
Août 79 (**)	2196,763 ± 0,152	0,1116	2194,875 ± 0,271	0,6335	2197,137 ± 0,159	2197,155 ± 0,159	2197,151 ± 0,159	496
Mars 81 (*)	2196,639 ± 0,343	0,1336	2195,822 ± 0,358	0,5480	2196,926 ± 0,354	2196,951 ± 0,354	2196,945 ± 0,354	513
Juil.81 (**)	2196,294 ± 0,153	0,1103	2195,995 ± 0,193	0,4070	2196,566 ± 0,162	2196,593 ± 0,162	2196,588 ± 0,162	498
Oct. 81 (**)	2196,842 ± 0,189	0,1073	2196,190 ± 0,226	0,3063	2197,126 ± 0,205	2197,161 ± 0,205	2197,153 ± 0,205	515
Fev. 82 (**)	2196,964 ± 0,106	0,1042	2196,080 ± 0,132	0,4174	2197,194 ± 0,111	2197,219 ± 0,111	2197,213 ± 0,111	503
Moyenne	2196,741 ± 0,064				2197,058 ± 0,068	2197,084 ± 0,068	2197,078 ± 0,068	

rapport moyen r = 4,1
(H_2 liq r = 3,5)
(soufre r = 4,2)

Interpolation linéaire
$\tau^{S}_{\mu^+}$ = 2197,078 ± 0,068

(*) Cible H_2 liq.

(**) Cible de soufre.

Tableau A.17

Analyse des données μ^- à faible taux d'acquisition : soustraction des bruits de fond.

Période	τ_{μ^-} brut (ns)	$\frac{\bar{B}}{n}$ (10^{-4})	τ_{μ^-} (ns) bruit moyen soustrait	$\frac{b}{n}$ (10^{-6})	τ_{μ^-} (ns) bruit total soustrait	n_e	S=nombre d'événements
Juin 78	2205,700 ± 0,159	3,1	2194,920 ± 0,161	45,7 ± 6,5	2194,625 ± 0,166	0,1132	$2,002 \times 10^8$
Déc. 78	2211,681 ± 0,205	4,0	2194,329 ± 0,207	13,9 ± 9,4	2194,233 ± 0,219	0,0555	$1,201 \times 10^8$
Avril 79	2211,043 ± 0,214	3,7	2194,875 ± 0,215	11,9 ± 2,1	2194,733 ± 0,217	0,0548	$1,105 \times 10^8$
Juin 79	2207,999 ± 0,213	3,1	2194,673 ± 0,214	11,4 ± 1,7	2194,577 ± 0,215	0,0672	$1,127 \times 10^8$
Juil.79	2207,554 ± 0,109	2,9	2194,968 ± 0,110	5,6 ± 0,9	2194,922 ± 0,110	0,0698	$4,261 \times 10^8$
Sept.79	2202,806 ± 0,123	1,9	2194,610 ± 0,124	18,8 ± 0,8	2194,446 ± 0,124	0,1188	$3,318 \times 10^8$
Moyenne	2206,773 ± 0,062	2,9	2194,776 ± 0,063	16,9	2194,649 ± 0,064	0,0862	$13,014 \times 10^8$

Tableau A.18

Analyse des données π^+ à fort taux d'acquisition (relatives aux μ^-) : soustraction des bruits de fond.

Période	τ_{μ^+} brut (ns)	$\frac{\bar{B}}{n}$ (10^{-5})	τ_{μ^+} (ns) bruit moyen soustrait	$\frac{b}{n}$ (10^{-6})	τ_{μ^+} (ns) bruit total soustrait	n_e	S=nombre d'événements
Juin 78	2198,205 ± 0,180	5,7	2195,694 ± 0,181	13,5 ± 4,0	2195,608 ± 0,184	0,3972	$1,605 \times 10^8$
Déc. 78	2196,950 ± 0,233	5,9	2194,381 ± 0,234	6,7 ± 3,2	2194,326 ± 0,236	0,3523	$1,011 \times 10^8$
Avril 79	2197,502 ± 0,361	3,8	2195,855 ± 0,362	2,2 ± 0,9	2195,831 ± 0,363	0,5385	$0,415 \times 10^8$
Juin 79	2197,198 ± 0,302	4,0	2195,466 ± 0,303	2,9 ± 3,4	2195,442 ± 0,304	0,5368	$0,602 \times 10^8$
Juil. 79	2197,558 ± 0,212	3,6	2195,981 ± 0,213	1,1 ± 0,5	2195,972 ± 0,213	0,5486	$1,194 \times 10^8$
Sept. 79	2197,251 ± 0,224	3,8	2195,578 ± 0,225	2,3 ± 0,8	2195,559 ± 0,225	0,5690	$1,146 \times 10^8$

Tableau A.19

Correction de l'effet de taux des résultats τ_{μ^-} (les temps de vie sont exprimés en ns).

Période	Faible taux		Fort taux		τ_{μ^-} corrigé de l'effet de taux pour τ_{μ^+} (n_e=0) = 2197,078	χ^2 (500 pts)
	τ_{μ^-} (n_e)	n_e	τ_{μ^+} (n_e)	n_e		
Juin 78	2194,625 ± 0,166	0,1132	2195,608 ± 0,184	0,3972	2195,044 ± 0,174	512
Dec. 78	2194,233 ± 0,219	0,0555	2194,326 ± 0,236	0,3523	2194,667 ± 0,222	466
Avril 79	2194,733 ± 0,217	0,0548	2195,831 ± 0,363	0,5385	2194,860 ± 0,220	472
Juin 79	2194,577 ± 0,215	0,0672	2195,442 ± 0,304	0,5368	2194,782 ± 0,218	511
Juil.79	2194,922 ± 0,110	0,0698	2195,972 ± 0,213	0,5486	2195,063 ± 0,113	436
Sept.79	2194,446 ± 0,124	0,1188	2195,559 ± 0,225	0,5690	2194,763 ± 0,133	496
Moyenne	2194,649 ± 0,064				2194,908 ± 0,066	

rapport moyen = 12,2

Annexe 12

DETAILS DES CALCULS RELATIFS A LA TRANSITION ORTHO-PARA

Dans cette annexe sont présentés les détails des calculs conduisant à la relation (91), et à l'ajustement (92) du chapitre 11.

I. OBTENTION DE LA RELATION (91)

1. Calcul de Δ

Les relations (132) du chapitre 12 permettent de démontrer le caractère pratiquement constant du rapport $\lambda_{PM}/\lambda_{OM}$. On trouve que pour $m_\mu F_P^\mu$ variant entre -5 et -12, ce rapport ne varie que de ± 2 %. Il est alors possible d'exprimer Δ en fonction de λ_{OM} selon :

$$\Delta = \lambda_{OM} \left(1 - \frac{\lambda_{PM}}{\lambda_{OM}}\right) = (0{,}606 \pm 0{,}005)\ \lambda_{OM}$$

dans une région qui couvre largement les valeurs de $m_\mu F_P^\mu$ permises par notre résultat expérimental (formule (134) du chapitre 13).

2. Calcul de α

Un calcul sans difficulté permet d'obtenir l'expression de α en fonction des conditions moyennes de mesure et des taux gouvernant l'évolution des systèmes μp et pμp. On trouve :

$$\alpha = 1 - \frac{\lambda_{pp}}{\lambda_{pp} - \lambda_{OP}} \cdot \frac{f(\lambda_b) - f(\lambda_a)}{f(\lambda_c) - f(\lambda_a)}$$

avec :

λ_{pp} = taux de formation de pμp (voir chapitre 6)

λ_{OP} = taux de transition ortho-para

$\lambda_a = \lambda_o + \lambda_{pp} + \lambda_S$

$\lambda_b = \lambda_o + \lambda_{OP} + \lambda_{OM}$

$\lambda_c = \lambda_o + \lambda_{PM}$

$$f(\lambda) = \frac{1 - e^{-\lambda T_p}}{\lambda T_p} e^{-\lambda R}$$

T_p = largeur de l'impulsion de faisceau

R = retard de la porte de mesure par rapport au faisceau.

L'expression de α se développe en fonction de $\varepsilon = \lambda_{OP}/\lambda_o$ selon :

$$\alpha = u\,\varepsilon + v\,\varepsilon^2.$$

Pour l'ensemble des données μ^- acquises, on définit les valeurs *moyennes* suivantes (voir chapitre 9, tableau 5)

$$T_p = (3{,}4 \pm 0{,}1)\ \mu s$$

$$R = (1{,}0 \pm 0{,}1)\ \mu s$$

d'où

$$u = 0{,}869 \pm 0{,}018$$

$$v = -0{,}454 \pm 0{,}006.$$

3. Calcul de l'inverse de la relation (90)

On est maintenant en mesure d'exprimer numériquement l'inverse de l'expression (90) soit :

$$\lambda_{OM} = \lambda_c\,(1 + A\,\varepsilon + B\,\varepsilon^2)$$

on trouve :

$$A = 1{,}74 \pm 0{,}03$$

$$B = -0{,}12 \pm 0{,}03\ .$$

4. Correction due à la longueur finie de l'analyse

L'extraction du temps de vie τ_{μ^-} résulte du calcul du temps moyen sur une longueur *finie* T de la distribution temporelle (T = 16 μs). La correction

conduisant au résultat correspondant à une intégration infinie est effectuée en résolvant par itération l'équation (64) du chapitre 9, ce qui suppose un comportement exactement exponentiel de la distribution temporelle. Ainsi dans le cas d'une transition ortho-para (formule (89) du chapitre 11) une très légère correction doit tenir compte de la présence de deux exponentielles. Son calcul, par analyse de distributions *simulant* l'effet ortho-para selon l'expression (89) du chapitre 11, conduit à :

$$\lambda_c(\text{exact}) = \lambda_c(\text{analyse}) - C.\varepsilon$$

avec

$$C = (19 \pm 5)\ s^{-1}.$$

5. Expresion finale : relation (91)

En regroupant les résultats des paragraphes 3 et 4 précédents on obtient :

$$\lambda_{OM} = \left[\lambda_c(\text{analyse}) - C\ \varepsilon\right] \times \left[1 + A\ \varepsilon + B\ \varepsilon^2\right]$$

Pour ε voisin de 10 % (voir chapitre II, formule (88)) cette expression peut s'écrire :

$$\lambda_{OM} = \lambda_c(\text{analyse}) \times (1 + K\ \varepsilon)$$

où, tout calcul numérique effectué, K vaut :

$$K = 1{,}68 \pm 0{,}03.$$

II. AJUSTEMENT DE ε SUR LES DISTRIBUTIONS EXPERIMENTALES

L'expression (93) de R(t) s'exprime analytiquement en prenant pour $\frac{dn_e}{dt}$ l'expression (89) et pour λ_c l'expression (90). Il est alors possible d'effectuer un développement limité :

$$R^{\text{theor}}(t) = N\ e^{-\lambda^* t}\left[1 + H.t^2 + O(t^3)\right]$$

où : $\lambda^* = \lambda_c^+ - \lambda_c = \lambda_{OM} - \alpha\ \Delta - \lambda_c$

$$H = \frac{1}{2}\left[(1-\alpha)\ \Delta.\lambda_{OP} + \alpha(1-\alpha)\ \Delta^2\right]$$

N est un coefficient de normalisation.

A partir des résultats du paragraphe précédent il est possible d'exprimer α, Δ et λ_{OM} en fonction de ε et λ_c. Ainsi, λ_c étant déterminé par le calcul

(programme PEIERLS) du temps de vie *moyen* de la distribution temporelle expérimentale, $R^{theor}(t)$ n'est plus qu'une fonction de ε (et de N). Il est alors possible d'ajuster $R^{theor}(t)$ sur les valeurs expérimentales R(t) pour déduire ε.

Annexe 13

DIFFUSION DES MUONS DANS LA CIBLE

Dans cette annexe est calculée la distorsion due à l'augmentation de l'angle solide sous lequel la source de muons est observée, à cause de la *diffusion* des muons par agitation thermique.

I. NATURE DE LA DISTORSION

La diffusion des muons provoque une augmentation de la taille de la source radioactive au cours de la mesure. L'angle solide de détection des électrons - donc l'efficacité - n'est pas rigoureusement constant. Nous verrons aux paragraphes suivants que cette variation est petite, et peut donc être considérée comme linéaire en fonction du temps. L'efficacité de détection vaut alors :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon(t=0)\ [1 + a.t]$$

où t=0 est le début de la porte de mesure. La distribution temporelle des électrons détectés, initialement exponentielle, devient :

$$dn_e(t) \propto e^{-\lambda t}\ [1 + a.t]\ dt$$

dont le temps moyen vaut :

$$<t(a)> = <t(a=0)>\ [1 + a.<t(a=0)>].$$

La distorsion a donc pour valeur (en posant $\tau = <t(a=0)>$) :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = a.\tau$$

$a.\tau$ représentant la variation relative d'efficacité - ou d'angle solide - pendant un temps de vie. C'est ce paramètre qui va être calculé pour les différentes mesures faites en μ^+ et μ^-.

II. AUGMENTATION DE TAILLE DE LA SOURCE RADIOACTIVE

La source radioactive est soit composée de μ^- liés dans une molécule pμp - p (voir chapitre 6), soit de μ^+ libre. Le tableau A.20 récapitule les différentes conditions expérimentales : μ^+ ou μ^- dans l'hydrogène liquide et μ^+ dans du soufre. La distance d séparant les positions de l'objet diffusant au temps t=0 (début de la porte de mesure) et $t = \tau_\mu$ s'écrit :

$$d = \sqrt{N} \cdot \lambda$$

où N est le nombre de collisions subies pendant la durée τ et λ le libre parcours moyen entre deux collisions. N est défini par :

$$N = \tau \frac{v}{\lambda}$$

où v est la vitesse moyenne de l'objet diffusant ($\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} k T$). Finalement il est possible d'écrire :

$$d = (\tau.\lambda)^{1/2} \left(\frac{3 k t}{m}\right)^{1/4} . \qquad (a)$$

Le tableau A.20 précise numériquement ces différents paramètres dans chacun des cas. Ce calcul est parfaitement valable dans l'hydrogène liquide, où λ est pris égal à la distance moyenne entre deux molécules d'hydrogène ($\lambda \simeq 3{,}6 \times 10^{-8}$ cm). Par contre dans le soufre, solide cristallin, il faut tenir compte du fait que le μ^+ reste piégé à l'interieur des sites intersticiels du réseau. On définit alors le temps τ_c qu'un muon doit passer dans un même site avant de "sauter" dans un site voisin. Le nombre de saut N par temps de vie vaut alors τ/τ_c, et l'expression de la distance d devient :

$$d = (\tau/\tau_c)^{1/2} . \lambda \qquad (b)$$

où λ (libre parcours moyen lors d'un saut) est la distance entre deux cellules du réseau cristallin orthorombique du soufre, soit environ 15 Å.

Le tableau A.20 compare, pour le soufre, les valeurs de d obtenues par les formules (a) et (b). Les mesures de τ_c dans le soufre n'existent pas. Les ordres de grandeur mesurés dans le cuivre conduisent à [38] :

$$\tau_c \simeq 30 \text{ ns}.$$

Des études récentes démontrent que cette valeur est considérablement augmentée du fait de la présence d'impureté dans le milieu, ce qui certainement notre cas (soufre fondu et refroidi dans un moule).

Finalement les valeurs de d qu'il convient de retenir sont au maximum les suivantes :

$$d\ (\mu^- ;\ H_2\ liq) \leq 1\ mm$$

$$d\ (\mu^+ ;\ H_2\ liq) \leq 1\ mm$$

$$d\ (\mu^+ ;\ S) \leq 1\ mm.$$

Tableau A.20

Calcul de d (voir paragraphe II)

Milieu (temperature)	Objet diffusant	m (MeV)	v(cm s^{-1})	λ (cm)	τ_c (s)	N	d (cm)
H_2	$p\mu^-p - p$	2920	$4,2 \times 10^4$	3,61 × 10^{-8}		$2,56 \times 10^6$	$5,8 \times 10^{-5}$
Liquide 22°K	μ^+		$2,2 \times 10^5$			$1,34 \times 10^7$	$1,3 \times 10^{-4}$
Soufre 300°K	"	106	$8,1 \times 10^5$	14,88 × 10^{-8}		$1,20 \times 10^7$	$5,1 \times 10^{-4}$
"	"				30×10^{-9}	73	$1,3 \times 10^{-6}$
"	"				10^{-14} (*)	$2,2 \times 10^8$	$2,2 \times 10^{-3}$

(*) Valeur de τ_c pour les *protons* dans le cuivre.

III. CALCUL DE LA DISTORSION

a) Hydrogène liquide

Dans l'hydrogène liquide, une simulation Monte-Carlo des phénomènes de ralentissement et de diffusion multiple a permis de déterminer la répartition des muons en début de mesure. Ils sont distribués dans une sphère, d'un rayon moyen de $r_1 = 7$ cm, centrée au milieu de la cible. L'effet de diffusion décrit précédemment ne modifie pas le caractère sphérique de cette répartition, mais augmente le rayon moyen selon : $r_2 = \sqrt{r_1^2 + d^2}$ soit $r_2 = 7,007$ cm, et $r_2 - r_1 = 7 \times 10^{-3}$ cm.

L'angle solide Ω vu par les compteurs d'électrons a alors été calculé en fonction du rayon moyen r de la sphère émittrice. Le tableau A.21 donne les résultats de ce calcul, qui peuvent être représentés par la formule :

$$\frac{\Omega}{4\pi}(r) = (0,753660 \pm 0,000001) - (31 \pm 28)\ 10^{-6} * r(cm).$$

Ainsi le passage de r_1 à r_2 donne en μ^+, et "a fortiori" en μ^-, un effet :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Omega(r_1) - \Omega(r_2)}{\Omega(r_1)} \simeq 5 \times 10^{-7}$$

largement inférieur à 10^{-5}, et donc négligeable.

b) Soufre

Dans le soufre, les muons se répartissent approximativement selon une sphère de rayon moyen 3 cm, qui correspond à la taille du faisceau incident de π^+. Un calcul analogue à celui du paragraphe précédent a) conduit à une valeur de $\frac{\Delta\tau}{\tau}$ encore largement inférieure à 10^{-5}.

Tableau A.21

Angle solide d'une source de muons uniformément répartis dans une sphère de rayon r au centre de la cible, vue par les télescopes d'électrons (calcul Monte-Carlo)

r (cm)	$\Omega/4\pi$
0	0,753660
5	0,752741 ± 0,001148
7,5	0,752892 ± 0,001718
10	0,753522 ± 0,000404
15	0,753031 ± 0,000606

L'effet de diffusion des muons dans les cibles est donc dans tous les cas largement négligeable.

Références

[1] W. Pauli, Proc. Solvay Congr., (1933) 324.

[2] E. Fermi, Z. Physik, 88 (1934) 161.

[3] C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.

[4] R.P. Feynman et M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193.

[5] M. Gell-Mann, Physics 1 (1964) 63.

[6] S.L. Adler, Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 1051 ; Phys. Rev. B140 (1965) 736.

[7] W.I. Weisberger, Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 1047 ; Phys. Rev. 143 (1966) 1302.

[8] S. Weinberg, Phys. Rev. 112 (1958) 1375.

[9] L.Ph. Roesch et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1507.

[10] S.H. Neddermeyer et C.D. Anderson, Phys. Rev. 54 (1938) 88.

[11] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.

[12] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264 ;
A. Salam, dans Elementary particle theory, ed. N. Svartholm, Stockholm, Almqvist, Forlag AB, page 367.

[13] A. Rousset, Proc. AIP Conf. 22, Neutrinos, Philadelphia 1974, AIP, New York.

[14] C. Bouchiat et L. Michel, Phys. Rev. 106 (1957) 170.

[15] M. Gell-Mann et M. Levy, Nuovo Cimento 16 (1960) 705.
Voir aussi : S.L. Adler et R.F. Dashen, dans : Current algebras and applications to particle physics, ed. W.A. Benjamin, Inc., (1968).

[16] H. Primakoff, Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 802.

[17] R. Hildebrand, Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 34 (résultat préliminaire).
J.H. Doede et R. Hildebrand : cités par C. Rubbia dans : Proc. intern. Conf. on fundamental aspects of weak interactions, Brookhaven (1963) ;
BNL-837 (1964) p. 278.

[18] E. Bertolini et al., Proc. Conf. on high energy physics, CERN (1962) p. 421.
S. Focardi et al., : cités par C. Rubbia dans : Proc. Intern. Conf. on fundamental aspects of weak interactions, Brookhaven (1963) ; BNL-837 (1964) p. 278.

[19] E.J. Bleser et al., Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 288.

[20] J.E. Rothberg et al., Phys. Rev. 132 (1963) 2664.

[21] A. Alberigi Quaranta et al., Phys. Rev. 177 (1969) 2118.

[22] V.M. Bystritskii et al., Sov. Phys. JETP 39 (1974) 19.

[23] D.D. Bakalov et al., preprint, JINR E4-80-742 (1980).

[24] G. Bardin et al., Phys. Lett. 104B (1981) 320.

[25] G. Bardin, Thèse d'Etat, Orsay (1982) à paraître.

[26] B. Eisenstein et al., Phys. Rev. 142 (1966) 217 ;
R.A. Swanson, Phys. Rev. 112 (1958) 580 ;
I.I. Gurevich et al., Sov. Phys. JETP, 27 (1968) 235.

[27] J. Martino, Thèse de 3ème cycle, Orsay (1977).

[28] H. Kwon et al., Phys. Rev. D24 (1981) 1097.

[29] E. Zavattini : dans Muon physics II, ed. V.W. Hughes et C.S. Wu, Academic Press (1975).

[30] S.S. Gershtein et L.I. Ponomarev : dans Muon physics III, ed. V.W. Hughes et C.S. Wu, Academic Press (1975).

[31] G. Fiorentini et G. Torelli, Nuovo Cimento A36 (1976) 317.

[32] W.H. Breunlich : Proc. of the Ninth Inter. Conf. on the few body problem, Nucl. Phys. A353 (1981) 201.

[33] M. Eckhause, Nucl. Phys. 81 (1966) 575.

[34] E.J. Bleser : Muonic molecules in liquid hydrogen, Coulumbia University, Thesis (1963).

[35] S.S. Gershtein, Sov. Phys. JETP, 34 (1959) 363.

[36] V.M. Bystritskii et al., Sov. Phys. JETP, 53 (1981) 426.

[37] J.H. Brewer et al., : dans Muon physics III, ed. V.W. Hughes et C.S. Wu, Academic Press (1975).

[38] H. Schilling et al., à paraître (SIN preprint).

[39] Fabriqué par Philips (Pays Bas).

[40] Fabriqué par Johnson-Matthey (Grande Bretagne).

[41] R.C. Peierls, Proc. Roy. Soc., A149 (1935) 467.

[42] Particle Data Group, Review of Particle Properties : Rev. Mod. Phys. 52 (1980).

[43] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 11 (1960) 575.

[44] M. Caillat, Rapport de stage, Ecole Centrale des Arts et Manufactures (1980).

[45] H. Überall, Phys. Rev. 119 (1960) 365.

[46] H.C. von Baeyer et D. Leiter, Phys. Rev. A19 (1979) 1371.

[47] H. Primakoff : dans Muon physics II, ed. V.W. Hughes et C.S. Wu, Academic Press (1975).

[48] A. Santisteban et P. Pascual, Nucl. Phys. A260 (1976) 32.

[49] E.R. Shrock et L.L. Yang, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1692.

[50] G.G. Simon et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 381.

[51] V.E. Krohn et al., Phys. Rev. D8 (1973) 1305 ;
L. Koester et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1021.

[52] G.G. Simon et al., Z. Naturforsch., 35a (1979) 1.

[53] N. Armenise et al., Nucl. Phys. B152 (1979) 365.

[54] W.-Y.P. Hwang et H. Primakoff, Phys. Rev. C16 (1977) 397 ;
P.A.M. Guichon et C. Samour, preprint Saclay, DPh-N/HE 81-9, à paraître dans Nucl. Phys. A.

[55] M.R. Goldman, Nucl. Phys. B49 (1972) 621.

[56] A.L. Goldberger et S.B. Treiman, Phys. Rev. 111 (1958) 354.

[57] D.V. Bugg et al., Phys. Lett. B44 (1973) 248 ;
M. McGregor et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1714.

[58] K. Holinde, Phys. Rep. 68 n°3 (1981).

[59] S.M. Berman et A. Sirlin, Ann. Phys. 20 (1962) 20.

[60] M. Ross et A. Sirlin, Nucl. Phys. B29 (1971) 296.

[61] A.M. Sachs et A. Sirlin : dans Muon physics II, ed. V.W. Hughes et C.S. Wu, Academic Press (1975).

[62] Farley et al., CERN Conf.415 (1962).

[63] R.A. Lundy, Phys. Rev. 125 (1962) 1686.

[64] M. Eckhause et al., Phys. Rev. 132 (1963) 422.

[65] S.L. Meyer et al., Phys. Rev. 132 (1963) 2693.

[66] R.W. Williams et D.L. Williams, Phys. Rev. D6 (1972) 736.

[67] J. Duclos et al., Phys. Lett. B47 (1973) 491.

[68] Baladin et al., Sov. Phys. JETP 40 (1974) 811.

[69] J. Bailey et al., Phys. Lett. B67 (1977) 225 ; Phys. Lett. B68 (1977) 191.

[70] G. Bardin et al., Phys. Lett.B79 (1978) 52.

[71] G. Bardin et al., Nucl. Phys. A352 (1981) 365.

[72] P.Y. Bertin et al., Rapport Interne DPh-N/HE 71-3 (1971).